

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE MOLÉCULES, MATIÈRES ET MATÉRIAUX
EN PAYS DE LOIRE

Année 2013

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Effets de la perte d'énergie partonique sur la suppression nucléaire de quarkonium

THÈSE DE DOCTORAT
Discipline : Physique Nucléaire
Spécialité : Physique des particules -Théorie

*Présentée
et soutenue publiquement par*

Maryam RUSTAMOVA

Le 22 Octobre 2013, devant le jury ci-dessous

Président et rapporteur M. Patrick Aurenche , Directeur de Recherche CNRS, LAPTH Annecy
Rapporteur M. Paul Hoyer, Professeur, Université d'Helsinki (Finlande)

Examineurs M. François Arleo, Chargé de Recherche CNRS , Ecole Polytechnique
Palaiseau
M . Gines Martinez, Directeur de Recherche CNRS, Subatech Nantes
M. Stephane Peigné , Chargé de Recherche CNRS, Subatech Nantes

Directeur de thèse : M . Gines Martinez

Co-Directeur de thèse: M . Stephane Peigné

Table des matières

Introduction	1
1 Chromodynamique quantique : Notions de Base	5
1.1 Une très brève introduction à la QCD	5
1.2 QCD sur réseau	8
1.3 Le plasma de quark-gluon	10
1.3.1 Les indications provenant de la QCD sur réseau	10
1.3.2 Modèle de Bjorken pour les collisions A-A	12
1.3.3 Jet-quenching	14
1.3.4 La suppression anormale du J/ψ	15
2 La production de quarkonium	17
2.1 Le Modèle d'évaporation de couleur	17
2.2 Le modèle singlet de couleur	18
2.3 Le modèle octet de couleur	19
3 Les divers effets nucléaires froids	21
3.1 L'absorption nucléaire	21
3.2 Le shadowing	22
3.3 Rediffusion de comover	23
3.4 l'élargissement relatif de l'impulsion de paire $c\bar{c}$	24
3.5 La perte d'énergie partonique	25
4 Modèle pour la suppression du J/ψ .	27
4.1 QCD : le spectre de rayonnement d'une charge de couleur asymptotique	27
4.2 Le coefficient de transport \hat{q}	31
4.3 Les hypothèses principales	33
4.4 Le décalage en E et p_t	34
4.5 La paramétrization de la section efficace pour les collisions p-p	35
4.6 Approximation pour $R_{pA}^\psi(y, p_\perp)$	36
4.7 La comparaison avec les données	36
5 Conclusion	43
Bibliographie	47
Bibliographie	49

Introduction

La compréhension actuelle des particules élémentaires et leurs interactions est décrite dans le modèle standard de la physique des particules. Les constituants élémentaires de la matière consistent en six types (saveurs) de quark (d, u, s, c, b, t) et six leptons composé de l'électron, le muon et le tau, chacun d'eux accompagné d'un neutrino de la saveur correspondante . Les quarks et les leptons sont organisées en trois "génération" ou " familles " en fonction de leurs masses, et sont tous de spin- $\frac{1}{2}$. Les particules de spin $\frac{1}{2}$ interagissent les unes avec les autres via la médiation de bosons de jauge , qui sont des particules de spin 1. Pour chaque quark et lepton il y a un antiquark et antilepton correspondant .

Le modèle standard décrit trois des quatre forces existant dans la nature, à savoir les interactions électromagnétiques, faibles et fortes. La quatrième force, la gravité, est décrite par la relativité générale , et est trop faible pour avoir une conséquence sur les énergies expérimentalement accessibles qui sont pertinents pour la physique des particules . Le modèle standard est une théorie de champ de jauge basée sur le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C$. La théorie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$, proposé par Glashow, Salam et Weinberg, décrit les interactions faibles et électromagnétiques. $SU(2)_L$ représente la faible symétrie d'isospin non-abélienne, l'indice L indiquant que les champs de jauge correspondant (le W^\pm et Z^0) se couple seulement aux fermions gauche. $U(1)_Y$ désigne la symétrie hypercharge commutative, agissant différemment sur les fermions gauches et droits. Enfin, $SU(3)_C$ est le groupe de symétrie de *couleur* non -abélien de la chromodynamique quantique (QCD) décrivant l'interaction forte. L'interaction forte est médiée par huit gluons - les bosons de jauge de $SU(3)_C$ - et agit sur les quarks et les gluons.

Au cours des dernières décennies , le modèle standard a été vérifiée avec une grande précision par de nombreuses expériences. Il prédit l'existence de W et Z bosons, le gluon, et des quarks charme et top avant leur observation expérimentale. L'électrodynamique quantique en particulier, est la théorie la plus précisément testée en physique. Un élément crucial du modèle standard est le boson de Higgs. Il est essentiel d'expliquer l'origine de la masse des particules élémentaires, en raison de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Le Large Hadron Collider (LHC) du CERN a récemment mis en évidence une particule similaire au boson de Higgs avec une masse de $126 \text{ GeV}/c^2$. Cependant, il ya des phénomènes qui ne peuvent être expliquées dans le modèle standard, tels que des oscillations de neutrinos, le phénomène de la matière

noire et l'asymétrie baryonique de l'Univers.

Même s'il est maintenant clair que QCD est la théorie correcte de l'interaction forte, il convient de souligner que QCD est testé avec une précision qui n'est pas aussi bonne que pour l'interaction électrofaible. Les données expérimentales sur les taux de production de hadrons sont moins précises que sur les processus électrofaibles et les calculs QCD théoriques ont de grandes incertitudes, en raison du fait qu'aux énergies actuelles, la constante de couplage de la QCD α_s n'est pas très faible par rapport à un, et au fait que le confinement (ou plus précisément le processus d'hadronisation) n'est pas encore compris. Toutefois, l'amélioration de la précision de la QCD est cruciale. C'est important pour notre compréhension des lois fondamentales de la Nature, mais aussi pour contrôler le bruit de fond de QCD qui apparaît dans les phénomènes électrofaibles (par exemple, la production de Higgs).

QCD est caractérisée par deux propriétés essentielles : *la liberté asymptotique* et *le confinement*. La liberté asymptotique est le fait que dans un hadron à haute énergie les quarks se comportent comme des particules libres, mis en évidence par des expériences de diffusion profondément inélastiques. Elle peut être déduite à partir des premiers principes de la QCD. Le confinement signifie que les quarks et les gluons ne peuvent être isolés dans des conditions normales : ils apparaissent toujours comme des constituants des hadrons de couleurs neutres.

Peu de temps après la découverte de la liberté asymptotique, on s'est rendu compte que la matière nucléaire ordinaire constituée de protons et de neutrons pourrait être transformée à haute température et haute densité en une phase déconfinée, appelée plasma de quark-gluon (QGP). Dans les années 1990, le changement drastique du nombre de degrés de liberté à une température d'environ 175 MeV a été prédit par la QCD sur réseau. On croit que le QGP était l'état de l'Univers au cours des cent premières microsecondes après le Big Bang, et qu'il existe actuellement dans le noyau des étoiles à neutrons. Le QGP peut être créé en laboratoire par la collision de deux noyaux lourds à une énergie suffisamment élevée. Après le début du Collisionneur d'ions lourds relativistes (RHIC) au cours de l'été 2000, de plus en plus de preuves indiquent la découverte du QGP.

En savoir davantage sur la nature exacte du QGP (la viscosité, l'entropie ...) donnera des informations cruciales sur QCD elle-même. À haute température T , nous croyons que le QGP peut être traité perturbativement, puisque nous prévoyons que la constante de couplage forte $\alpha_s(T)$ soit faible, grâce à la liberté asymptotique. Tout récemment, l'étude d'un certain cadre théorique (AdS/CFT) a fait valoir que le QGP pourrait être fortement couplé, initiant de nombreux nouveaux développements théoriques.

Lors de collisions d'ions lourds (A-A) collisions, le QGP peut être observé

par des signaux indirects, car seulement les hadrons incolores sont détectés. L'un des signaux de premier plan du QGP est le *jet-quenching*. Dans les collisions A-A les diffusions dures des quarks et des gluons initiaux créent des partons énergiques avec des grandes impulsions transverses. Ces partons se fragmentent en hadrons collimatés formant ce qu'on appelle un jet. Avant de se fragmenter en hadrons, un parton énergétique doit voyager à travers le milieu chaud formé après la collision. Celui-ci induit une certaine *perte d'énergie partonique* ΔE , ce qui conduit à une modification du jet ou du taux de production de hadrons à un P_t donné. L'une des observations les plus intéressantes au RHIC a été la forte suppression de hadrons de haut P_t dans les collisions Or-Or centrales par rapport aux résultats lors des collisions p-p. La suppression observée est en accord qualitatif avec la perte d'énergie partonique attendue à travers le QGP.

L'atténuation nucléaire n'est pas spécifique aux collisions A-A où nous nous attendons à la formation d'un QGP. Des effets spectaculaires de suppression nucléaires sont également observés dans les collisions p-A, où a priori aucun QGP n'est créé. Étudier la suppression nucléaire en p-A, c'est à dire dans la matière nucléaire froide - un milieu mieux contrôlé -, est une condition préalable pour bien comprendre le phénomène du jet-quenching dans des collisions A-A.

La suppression nucléaire dans les collisions p-A est observée pour les différentes observables et dans divers domaines cinématiques, en particulier dans les domaines où la QCD perturbative peut être utilisée. Au cours de mon travail je me suis concentré sur la suppression nucléaire du J/ψ dans les collisions p-A. Divers effets ont été proposés pour expliquer la suppression nucléaire du J/ψ (shadowing, l'absorption nucléaire des états liés, rediffusion de comover, la perte d'énergie partonique), mais il n'y a pas encore de consensus. Le but de mon étude est de montrer que la perte d'énergie partonique, *lorsqu'elle est correctement évaluée*, pourrait être l'effet principal responsable de la suppression nucléaire du J/ψ dans les collisions p-A. Il ya en effet une source de confusion dans les résultats de la littérature concernant la dépendance paramétrique de ΔE , donc il est important de revenir sur l'effet de la perte d'énergie sur la suppression nucléaire. J'ai développé un modèle phénoménologique pour prédire la dépendance cinématique (en x_F et P_t) de la suppression nucléaire de quarkonium découlant de la perte d'énergie partonique.

La thèse est organisée comme suit. Le chapitre 1 présente une très brève introduction sur la chromodynamique quantique. Dans le chapitre 2 des modèles de production (CEM, COM, CSM, ...) du J/ψ couramment utilisés sont discutés. Le chapitre 3 est consacré à certains faits expérimentaux sur la suppression du J/ψ dans la matière nucléaire froide, ainsi que sur les divers effets nucléaires froids (absorption nucléaire, shadowing, rediffusion de comover,

l'élargissement relatif de l'impulsion de paire $c\bar{c}$, perte d'énergie partonique) , qui ont été proposés comme explications possibles pour la suppression du J/ψ . Dans le chapitre 4 on examine la dépendance paramétrique de la perte d'énergie partonique radiative dans diverses situations cinématiques, en comparant les cas de perte d'énergie partonique induit pour les petit et grand angles de dispersion. Dans le chapitre 5 , nous discutons d'un modèle phénoménologique , où la perte d'énergie partonique est utilisé comme l'effet principal responsable de la suppression du J/ψ . Tant la rapidité (ou x_F) et la dépendence en P_t de la suppression sont abordées. La comparaison entre les prédictions du modèle et les données existantes , ainsi que les prévisions pour le LHC sont présentés.

Chromodynamique quantique :

Notions de Base

1.1 Une très brève introduction à la QCD

Durant les années 1950 et 1960, les physiciens étaient à la recherche d'approches alternatives à la théorie quantique des champs (QFT).

Dans les années 50 Yang et Mills introduisent l'idée de l'invariance de jauge non-abélienne. Ils ont considéré la symétrie isospin $SU(2)$ de isospin dans espace $n - p$ (introduit en 1932 par Heisenberg [1]) et ils l'ont généralisé aux transformations isotopiques locales. Cela a conduit à la formulation de l'invariance de jauge isotopique [2].

En 1964, Gell- Mann et Zweig indépendamment l'un de l'autre, suppose l'existence de trois saveurs du "Quark" u , d et s , qui sont les "briques" élémentaires qui constituent le hadron. Le triplet $Q = (u, d, s)$ a supposé appartenir à la représentation fondamentale de $SU(3)_{saveur}$. Il a alors été possible d'expliquer la présence de multiplets de hadrons dans le spectre des hadrons comme représentants des différentes représentations du groupe $SU(3)$. Plus tard, dans les années soixante, l'idée du nombre quantique de couleur était introduite après l'observation du Δ^{++} . Il a été interprété comme un état lié uuu , qui dans le cas de trois quarks- u avec les spins alignés doit être totalement symétrique sous l'échange de deux quarks. Cela contredit le principe de Pauli. Le problème a été résolu en proposant le jauge dégréé de la liberté supplémentaire d'un quark [3], qui a été appelé plus tard une charge de couleur. Il a été établi que les quarks interagissent les uns avec les autres via interaction forte en échangeant des gluons.

Cela a été suivi par le modèle de parton proposé par Bjorken, qui a montré un bon accord avec l'expérience SLAC en 1969. Toutes les découvertes mentionnées ci-dessus ont conduit à la naissance de la chromodynamique quantique (QCD) au début des années 70.

Similairement à l'espace d'"isospin" de Yang- Mills, la QCD a été basée sur la symétrie de jauge dans l'espace de couleur. Le Lagrangien de QCD est :

$$L_{QCD} = \bar{\psi}_i (i(\gamma^\mu D_\mu)_{ij} - m\delta_{ij})\psi_j - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.1)$$

où $\psi_i(x)$ représente le champ de quark, appartenant à la représentation fondamentale de $SU(3)_{couleur}$, $G_{\mu\nu}^a$ représente tenseur de force du champ de gluons. Il est défini comme

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf^{abc}G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.2)$$

où G_{mu}^a est le champ de gluons appartenant à la représentation adjointe de $SU(3)_{color}$, f^{abc} sont les constantes de structure de $SU(3)$, et g est la constante de couplage de la théorie, ce qui détermine la force d'interaction. En QCD on définit également la constante de couplage sans dimension $\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$.

La QCD est une théorie très riche avec de nombreux aspects, mais avec deux propriétés principales :

- Le confinement : Les particules colorées (comme les quarks) ne peuvent pas être isolés et donc ne peuvent pas être observées directement. Ce phénomène est appelé confinement de couleur. Pour illustrer cela, on peut considérer le potentiel d'interaction d'un état quarkonium (un meson "blanc" dont les constituants sont un quark et son anti-quark) et sa dépendance à la distance entre les quarks. Le potentiel du quark lourd est paramétré par,

$$V_{Q\bar{Q}} \sim -\frac{4\alpha_s}{3r} + Kr \quad (1.3)$$

Le premier terme du potentiel est le terme de Coulomb qui domine à courtes distances. Le second terme est linéaire (voir la Fig. 1.1). Comme le potentiel est linéaire à grande distance la force entre les quarks est constante (la force est la dérivée du potentiel). On peut comparer au cas des charges électriques ; lorsque deux charges électriques deviennent lointaines, la force entre elles diminue très rapidement, comme $1/r^2$, et les charges peuvent être facilement séparées. Cependant, si nous essayons de séparer deux charges *colorées*, les champs de gluons forment une chaîne étroite qui tend à les garder avec une force constante, conduisant à l'augmentation de l'énergie potentielle. En conséquence, il est énergétiquement plus favorable pour une nouvelle paire quark anti-quark de paraître que de permettre à la chaîne de s'allonger. En conséquence, dans les accélérateurs de particules nous n'observons jamais de quarks séparément ; ce que les physiciens voient réellement, ce sont des "jets" de nombreuses particules "blanches" découlant de l'hadronisation de nombreuses paires $q\bar{q}$ qui se sont créés lors de la "fragmentation de la chaîne".

Le confinement n'est pas entièrement compris à partir des premiers principes, c'est à dire à partir de la structure du lagrangien de QCD.

- La liberté asymptotique : le couplage de l'interaction, α_s , s'affaiblit avec l'énergie qui augmente. Il peut être obtenu en calculant la fonction bêta

de QCD qui décrit la variation de la constante de couplage avec l'échelle d'énergie Q . La fonction bêta en QCD est négative,

$$\beta(\alpha_s) \equiv \frac{d\alpha_s}{d \log Q^2} = -\frac{b}{4\pi} \alpha_s^2 < 0 \quad (1.4)$$

où $b = \frac{11}{3}N - \frac{2}{3}N_f$ (avec N le nombre de couleurs et N_f le nombre de saveurs du quark). En résolvant l'équation différentielle (1.4), on obtient l'expression suivante pour α_s :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{1 + \alpha_s(Q_0^2) \frac{b}{4\pi} \log(\frac{Q^2}{Q_0^2})} = \frac{4\pi}{b \log(\frac{Q^2}{\Lambda_{IR}^2})} \quad (1.5)$$

où

$$\Lambda_{IR} = Q_0^2 \exp\left[-\frac{4\pi}{b\alpha_s(Q_0^2)}\right]. \quad (1.6)$$

Les données expérimentales donnent $\Lambda_{IR} \simeq 200$ MeV. Comme (??) repose sur (1.4) qui a été dérivé perturbativement, seulement les grandes valeurs de Q doivent être utilisées dans (1.6), par exemple $Q^2 \gg 1\text{GeV}^2$. L'équation (??) illustre la propriété cruciale de la liberté asymptotique en QCD : quand Q augmente, le couplage α_s diminue (comme $1/\ln(Q^2)$)

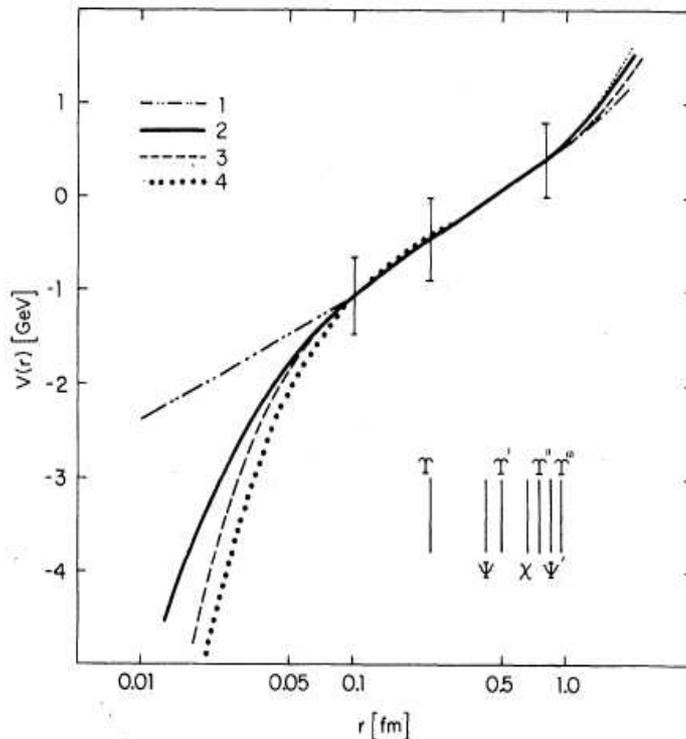


FIG. 1.1: Le potentiel de l'état lié [4].

et tend vers zéro lorsque $Q \rightarrow \infty$. Ce comportement ne peut se produire que dans les théories de jauge non - abéliennes , où la fonction β peut être négative . En QED , $\beta_{QED} > 0$ et un comportement inverse est obtenu.

La différence de comportement du couplage en QED et en QCD est représentée sur la figure 1.2. Bien que α_s à petit Q *pourrait* en être de l'ordre 1¹, grâce à la liberté asymptotique on peut appliquer la théorie perturbative à une énergie suffisamment élevée.

Enfin, soulignons que la liberté asymptotique ne signifie pas que la force forte devient faible à Q grand. Ceci peut être vu à partir de (??). Pour les grandes énergies (ou à de petites distances), le premier terme de ce potentiel est dominant, et la force associée est $\propto 1/r^2$.

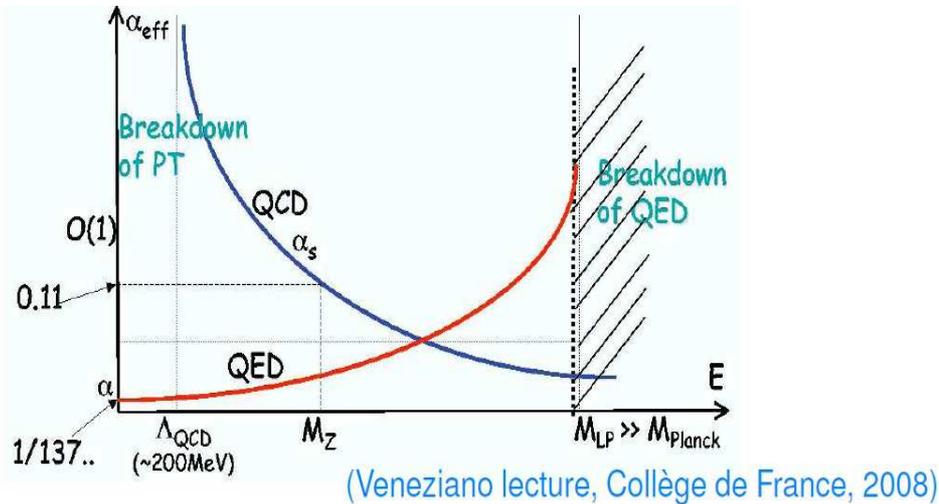


FIG. 1.2: L'évolution de la constante de couplage avec l'énergie : QED vs QCD

1.2 QCD sur réseau

Dans le cadre de la chromodynamique quantique perturbative appliqué à l'échelle dure $Q \gg \Lambda$, la constante de couplage est faible. Au contraire, à grandes distances ($Q \sim \Lambda$), le couplage devient grand. Dans ce cas, le régime perturbatif n'est pas valide. Dans ce section, nous décrivons brièvement la version euclidienne de la QCD sur un réseau de quatre dimensions, appelée

¹Certaines études indiquent que le couplage fort efficace pourrait rester inférieure à 1, même dans le domaine infrarouge [5]

lattice QCD (LQCD) , utilisée pour traiter le domaine non - perturbatif de la QCD . La discussion est basée sur Ref. [17].

L'idée de base est d'utiliser les opérateurs de champ sur un espace-temps Euclidien discret en hypercubes de côté a (Fig.1.3).

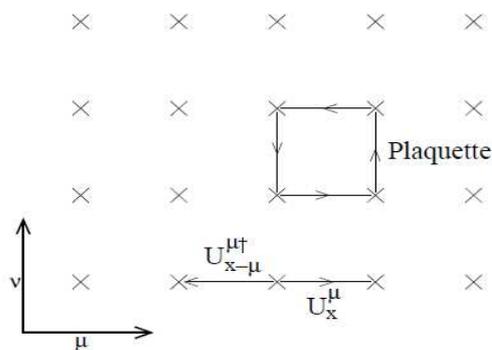


FIG. 1.3: Les champs de quark et gluon sur le réseau de l'espace-temps.

En faisant cela, l'invariance de Lorentz est réduite à la symétrie hypercubique, mais la version de la théorie sur réseau préserve l'invariance de jauge. L'espacement de réseau fournit le cut-off ultraviolet de l'ordre π/a pour tous les impulsions, qui résulte en une absence de toutes les divergences ultraviolettes. Tant que la distance réticulaire a est petite par rapport à la taille des hadrons que l'on étudie, la théorie sur réseau devrait être une approximation suffisante.

On place les champs de quarks non commutatifs $\psi(x)$ et $\bar{\psi}(x)$ sur les sites du réseau, tandis que les champs de gluons sont représentés par les liens qui relient les sites, cf : Fig. 1.3 [22]. Un lien orienté à partir du site x dans le sens positif $\hat{\mu}$ est associée au champ de gluons U_x^μ , alors que le lien vers le site $x - \hat{\mu}$ dans le sens opposé direction est $(U_{x-\hat{\mu}}^\mu)^\dagger$ (hermitien conjugué). Donc on peut définir une action invariant de jauge S sur le réseau, les prédictions physiques sont alors faites en évaluant l'intégrale de e^{-S} sur toutes les configurations des champs. La partie fermionique apparaît normalement comme un terme bilinéaire et peut être intégré :

$$\begin{aligned} & \int \{dU_\mu\} dqd\bar{q} \exp[-S_G(U) + \bar{q}M(U)q] \\ &= \int \{dU_\mu\} \det M(U) \exp[-S_G(U)] \end{aligned} \quad (1.7)$$

Ici $S_G(U)$ est l'action de la théorie du champ de jauge, qui peut être trouvé dans [17]. Le facteur $\det M(U)$ inclut la dynamique de quarks. L'intégrale

ci-dessus est une intégrale fonctionnelle qui peut être approchée par intégration sur tous les champs et liens sur le réseau. La technique la plus courante pour faire l'intégration est le méthode de Monte-Carlo, mais le calcul est très coûteux en temps. Pour simplifier, les calculs sont souvent effectués dans la "quenched approximation" qui remplace le facteur déterminant dans (1.7) par une constante indépendante de la variable de liens U .

Dans la "quenched approximation" la valeur moyenne d'un opérateur $O(U)$ est :

$$\langle O \rangle = \frac{\int \{dU_\mu\} O(U) \exp[-S_G(U)]}{\int \{dU_\mu\} \exp[-S_G(U)]} \quad (1.8)$$

Pour être un théorie adéquate, la QCD sur réseau doit satisfaire deux conditions principales :

- La taille du réseau doit être suffisamment grand, de sorte que la quantité calculée ne soit pas affectée par des effets de taille finie.
- L'espacement du réseau doit être suffisamment petit pour que la quantité physique calculée soit insensible à la granularité du réseau.

1.3 Le plasma de quark-gluon

1.3.1 Les indications provenant de la QCD sur réseau

QCD sur réseau permet également de faire des calculs à température finie. Si la température du système est beaucoup plus élevée que la masse de ses constituants, l'échelle de l'énergie utilisée est celle de la température. Prenons un système quantique relativiste. Comme nous le savons de la thermodynamique, les propriétés du système en équilibre thermique peuvent être décrits par la fonction de partition, puisque celle-ci peut être liée à des quantités telles que l'énergie totale, l'entropie, la pression, etc, nous pouvons définir une quantité analogue en théorie quantique des champs. En QFT la fonction de partition d'un système décrit par hamiltonien H est :

$$Z = \text{Tr}(e^{-\beta H}) = \sum_{\varphi} \langle \varphi | e^{-\beta H} | \varphi \rangle \quad (1.9)$$

où $\beta = (1/T)$ et $\{|\varphi\rangle\}$ désigne un ensemble complet d'états thermiques . Le calcul de Z est basé sur une analogie formelle entre β et temps imaginaire . Si nous écrivons :

$$\langle \varphi | e^{-\beta H} | \varphi \rangle = \langle \varphi | e^{-iH(-i\beta)} | \varphi \rangle \quad (1.10)$$

nous reconnaissons l'opérateur d'évolution du système e^{-iHt} , où $t = -i\beta$. De cela, nous pouvons conclure que nous avons une amplitude de probabilité pour un état $|\varphi\rangle$ au temps t_i pour se trouver dans le même état au moment $t_i - i\beta$.

L'amplitude peut être écrite sous la forme d'une intégrale de chemin :

$$\langle \varphi | e^{\beta H} | \varphi \rangle = \int_{\phi(t_i) = \phi(t_i - i\beta) = \varphi} D\phi e^{i \int_{t_i}^{t_i - i\beta} L(\phi) dt} \quad (1.11)$$

L'action S doit être évaluée selon un contour qui relie t_i à $t_i - i\beta$ dans le plan complexe en temps. De (1.9)-(1.11) on peut voir que Z est une intégrale de e^{iS} sur le chemin périodique $\phi(t_i) = \phi(t_i - i\beta)$.

On peut rappeler l'expression d'une fonction de partition classique :

$$Z = \sum_s e^{-\beta E_s} \quad (1.12)$$

Dans la limite de $S \gg \hbar$, l'expression obtenue en QFT est équivalente à celle de la thermodynamique. Une fois que nous avons la fonction de partition, nous pouvons calculer les quantités physiques d'intérêt tels que la densité d'énergie et de pression. Une des réalisations de QCD sur réseau est la découverte d'une transition de phase entre la matière hadronique et plasma quarks-gluons (QGP) à une température critique $T_c \sim 170-190$ MeV.

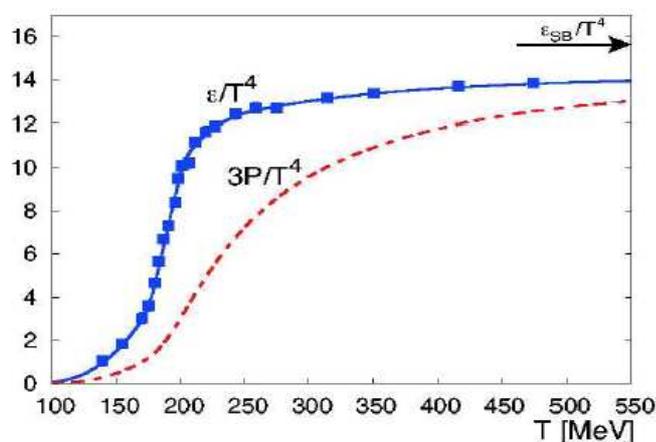


FIG. 1.4: La densité d'énergie et la pression de QCD sur réseau, [23]

L'expression de la densité d'énergie d'un gaz parfait est :

$$\varepsilon = \frac{\pi^2}{30} d T^4 \quad (1.13)$$

où d est le nombre de degrés de liberté. Les résultats QCD sur réseau (Fig. 1.4) suggèrent un changement rapide du nombre de degrés de liberté, c'est à

dire, une transition de phase. L'ordre de grandeur de ε/T^4 à grand $T > T_c \sim 200$ MeV est en outre conforme à celui attendu pour un plasma quark-gluon

$$d = n_f \times 2 \times 2 \times 3 \times \frac{7}{8} + 2 \times 8 = 16 + \frac{21n_f}{2} \quad (1.14)$$

Dans le premier terme (écrit pour les quarks) nous prenons en compte $N_f = 3$ saveurs, 2 états de spin et 2 états de particules (correspondant à quark anti-quark). Dans le second terme (écrit pour les gluons), nous avons un facteur de 2 pour les deux hélicités des états de gluon, et d'un facteur 8 pour la couleur. Finalement, nous obtenons :

$$d = \frac{95}{2} = 47.5 \quad (1.15)$$

pour $n_f = 3$, ce qui donne $\varepsilon/T^4 = d\pi^2/30 \simeq 16$, ça est cohérent avec les données sur réseau à $T \sim 500$ MeV, cf. Fig. ??.

1.3.2 Modèle de Bjorken pour les collisions A-A

Le QGP peut être produit dans les collisions d'ions lourds relativistes. Ceci peut être compris dans l'image espace-temps de la collision proposée par Bjorken [24]. Prenons la collision de deux noyaux et le cadre c.m. de la collision, cf : Fig. 1.5. En dehors des quarks de valence, chaque noyau contient

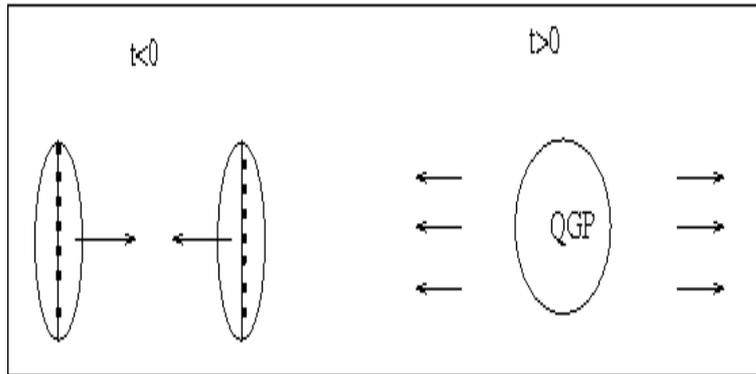


FIG. 1.5: Modèle de Bjorken de collisions noyau-noyau

des partons avec de faibles impulsions appelés wee partons par Bjorken. Dû à la contraction du Lorentz, la taille longitudinale (c'est à dire parallèle à l'axe du faisceau) de la fonction d'onde de quark valence est de l'ordre de $\sim 2R/\gamma$, où R est le rayon nucléaire et γ est le facteur de Lorentz.

Toutefois, peu importe le grandeur de l'énergie du faisceau, les noyaux entrant contiennent toujours des partons avec de petites impulsion, typiquement $p \sim \Lambda_{QCD}$. Par conséquence, la collision de 2 noyaux peut être considérée comme la collision de 2 " nuages de wee partons " avec une taille longitudinale de $\Lambda_{QCD}^{-1} \simeq 1$ fm. Dans une telle collision, on confond avec l'interaction faible produisant un grand nombre de quanta virtuels. L'énergie où le nuage de wee partons est plus large que la taille longitudinal de la fonction d'onde des quarks de valence peut être facilement approchée. En utilisant la condition $2R_A/\gamma < 1$ fm et le fait que $\gamma = \sqrt{s_{NN}}/2m_p$, on voit que pour les énergies $\sqrt{s} > 4m_p R_A \simeq 30$ GeV la collision est dominée par les wee partons, et on peut attendre à la formation d'un QGP.

Les quanta virtuels ont besoin d'un temps fini (τ_{dec}) pour perdre leur cohérence et se transformer en de vrais (thermique) quarks et gluons . Ici τ_{dec} se réfère au temps propre dans le référentiel d'un parton.

Schématiquement, le développement des collisions noyau-noyau peut être vu sur la figure 1.6, où les hyperboles de temps constant $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ sont affichées. Tous les points d'une hyperbole donnée sont au même stade d'évolution [22]. Nous allons définir hyperbole 1 comme $\tau = \tau_{dec}$. Cela signifie que , un parton au point z subit la décohérence au temps $t = \sqrt{\tau_{dec}^2 + z^2}$. Plus z est grande, plus le temps de décohérence est grand.

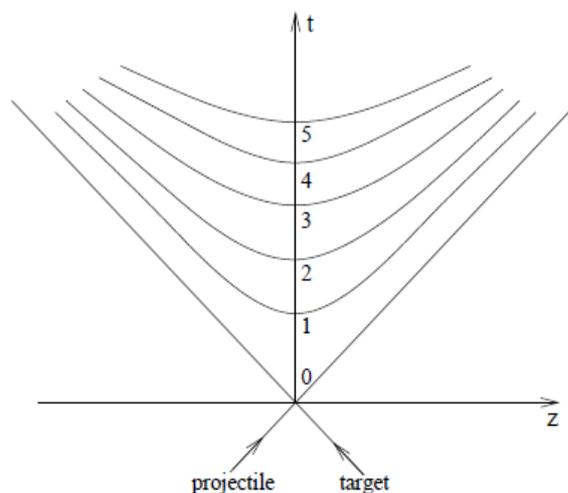


FIG. 1.6: L'image d'une collision ultrarelativiste noyau - noyau dans l'espace-temps.

Même si le QGP est formé, sa durée de vie sera de l'ordre de quelques $fm/c \sim O(10^{-23}s)$, et ce que voient les expérimentateurs dans les détecteurs

ne sont pas les quarks et les gluons, mais les hadrons confinés (ainsi que les leptons et les photons). Il est très difficile de déduire la formation d'un QGP à partir des propriétés des particules détectées.

1.3.3 Jet-quenching

Une des quantités importantes est le facteur de modification nucléaire R_{AA} , qui est défini comme le rapport de la section efficace de la production de la même particule dans les collisions $A - A$ et $p - p$, normalisé par le nombre de collisions binaires,

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{n_{coll}} \frac{d\sigma_{AA}(p_T)/dp_T}{d\sigma_{pp}(p_T)/dp_T} \quad (1.16)$$

Si $R_{AA} = 1$, alors il n'y aurait pas d'autre effet que le facteur n_{coll} en passant de $p - p$ à $A - A$, par contre, $R_{AA} \neq 1$ signifie que des effets nucléaires supplémentaires doivent être présents. Les expériences montrent que le R_{AA} pour les collisions centrales est très inférieur à 1, cf : Fig. 1.7 pour les collisions Pb-Pb (données du LHC à $\sqrt{s} = 2.76$ TeV). L'atténuation nucléaire forte, $R_{AA} \ll 1$,

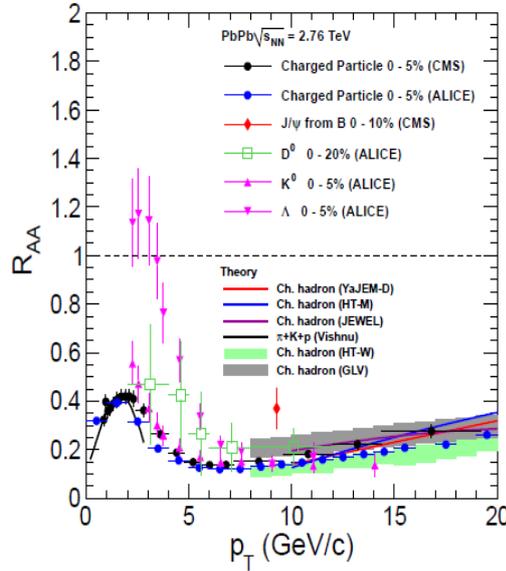


FIG. 1.7: Facteur de modification nucléaire mesurée au LHC pour les particules différentes [25].

est généralement expliqué comme résultant du jet-quenching, provenant de la perte d'énergie des partons lors de la traversée du milieu chaud créé dans les collisions $A - A$. Schématiquement, l'effet peut être décrit comme suit.

La section efficace pour les collisions $p - p$ peut être paramétrée comme (pour des p_T suffisamment grand) :

$$\sigma_{pp} \sim \frac{1}{p_T^n} \quad (1.17)$$

avec $n \geq 1$. La section efficace pour $A - A$ peut être obtenue à partir de celle de $p - p$, mais avec un décalage en p_t qui tient compte de la perte d'énergie ΔE . Par conséquent, R_{AA} est de la forme

$$R_{AA} \sim \frac{d\sigma_{pp}(p_T + \Delta E)/dp_T}{d\sigma_{pp}(p_T)/p_T} \sim \left(\frac{p_T}{p_T + \Delta E} \right)^n \quad (1.18)$$

Naturellement à p_t fixé et grande ΔE nous attendons $R_{AA} \ll 1$. Pour ΔE fixé, nous nous attendons aussi à ce que le R_{AA} se rapproche de 1 lorsque le p_t augmente.

1.3.4 La suppression anormale du J/ψ

Suite à l'idée originale de Matsui et Satz [26], J/ψ est considéré comme l'une des principales sondes pour le QGP. En effet, la plupart des expériences montrent une suppression importante de la production du J/ψ dans les collisions $A - A$. Bien que la production du J/ψ puisse être calculée via la QCD perturbative, étudier la suppression de J/ψ semble d'être assez difficile, pour plusieurs raisons :

- La production du J/ψ dans les collisions $p - p$ est un processus qui n'est pas très bien compris et est généralement décrite au sein de certains modèles, comme le modèle d'évaporation de couleur, le modèle de color singlet, le modèle de color octet. Actuellement, il n'existe pas de modèle qui est tout à fait satisfaisant, ni théoriquement ni phénoménologiquement .
- Déjà pour les collisions $p - A$, plusieurs effets, tels que l'absorption, le shadowing, la perte d'énergie, ... peuvent causer la suppression du J/ψ . Par conséquent, ces effets doivent également être pris en compte pour comprendre la suppression en $A - A$.

À partir de maintenant, nous allons nous concentrer sur la production et la suppression nucléaire du J/ψ . Les chapitres suivants sont consacrés à présenter les aspects théoriques et phénoménologiques de ceux-ci.

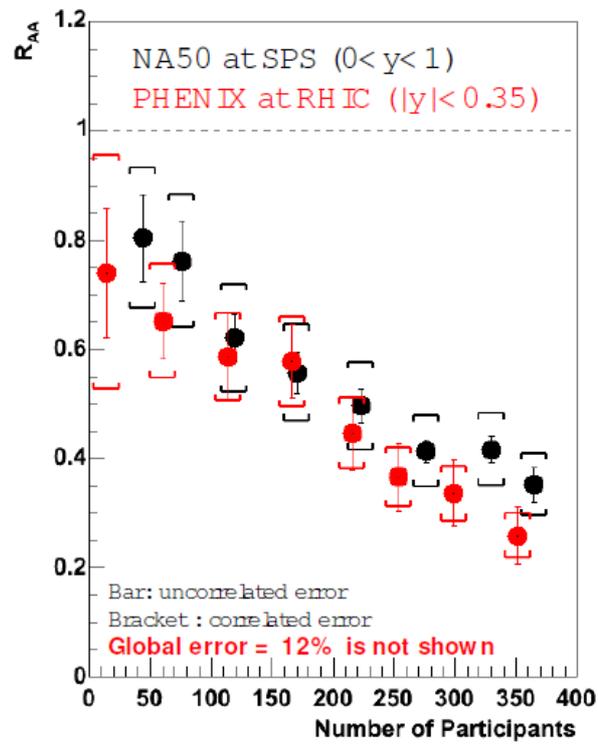


FIG. 1.8: Les résultats de NA50 et PHENIX sur la suppression du J/ψ en fonction du nombre de participants [22].

La production de quarkonium

Contents

1.1	Une très brève introduction à la QCD	5
1.2	QCD sur réseau	8
1.3	Le plasma de quark-gluon	10
1.3.1	Les indications provenant de la QCD sur réseau	10
1.3.2	Modèle de Bjorken pour les collisions A-A	12
1.3.3	Jet-quenching	14
1.3.4	La suppression anormale du J/ψ	15

Dans les prochains chapitres, toutes nos études s'appliquent au processus de production du J/ψ et $\Upsilon(1S)$, ainsi qu'aux états excités associés ($\psi', \Upsilon(NS)$).

2.1 Le Modèle d'évaporation de couleur

Le modèle d'évaporation de couleur (CEM) conduit à une description similaire pour la production du charme lié et ouverte. Selon le CEM, la paire de $c\bar{c}$ qui finira par s'hadroniser dans l'état lié de charmonium est produite perturbativement comme dans la production de charm ouvert, c'est-à-dire via les schémas présentés dans la figure (au l'ordre dominant) 2.1.

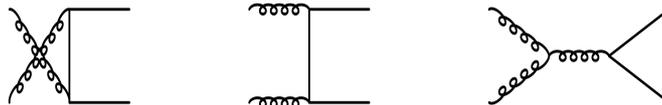


FIG. 2.1: Les diagrammes pour la production de quarkonium dans le modèle d'évaporation de couleur.

Dans le CEM, on ne s'intéresse pas à la façon dont les nombres quantiques de l'état lié de charmonium sont produits. Le CEM assume la factorisation de la production de la paire de $c\bar{c}$, qui est perturbative, et la matérialisation de cette paire dans un état de charmonium par un mécanisme qui est non-perturbatif [29]. L'hypothèse est raisonnable, étant donné que les échelles de temps pour les deux processus sont différentes : l'échelle de temps pour la production de la paire est d'ordre $1/(2m_Q)$, alors que l'échelle de temps pour la formation d'état lié est $1/(M_{\psi'}M_{\psi}) \gg 1/(2m_Q)$.

Dans le CEM, la section efficace de la production du charmonium est calculée comme suit :

$$\sigma_{onium} = \frac{1}{9} \int_{2m_c}^{2m_D} dm \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dm}, \quad (2.1)$$

alors que la production du charm ouvert s'écrit

$$\sigma_{open} = \frac{8}{9} \int_{2m_c}^{2m_D} dm \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dm} + \int_{2m_D}^{\infty} dm \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dm}. \quad (2.2)$$

Ici m est la masse invariante de la paire $c\bar{c}$. Les coefficients de $1/9$ et $8/9$ montrent la probabilité que la paire $c\bar{c}$ se trouve dans un état de couleur singlet ou octet. Comme on peut le voir, la masse du charmonium varie de $2m_c$ à $2m_D$, où $2m_D$ est le seuil pour la production de charme ouvert. (2.1) est simplement interprétée comme suit : dans le CEM, seules les paires de $c\bar{c}$ qui sont en dessous du seuil et dans un état de singlet de couleur peuvent s'hadroniser en charmonium. Un charm ouvert peut paraître d'un octet $c\bar{c}$ avec une masse de $2m_c$ à $2m_D$, et de toutes les paires $c\bar{c}$ ayant une masse supérieure à $2m_D$.

Les sections d'efficaces indiquées ci-dessus sont calculées perturbativement. (2.1) représente la somme des sections efficaces transversales de tous les charmonia, à la quelle il est malheureusement difficile d'accéder expérimentalement, car elle nécessite la mesure de la section efficace de tous les charmonium à une énergie donnée.

Pour obtenir la section efficace de la production d'un état ψ donné dans le CEM, nous avons besoin de connaître la fraction ρ_{ψ} de paires $c\bar{c}$ qui se matérialisent dans l'état ψ :

$$\sigma_{\psi} = \rho_{\psi} \sigma_{onium} \quad (2.3)$$

2.2 Le modèle singlet de couleur

Ce modèle est l'application la plus naturelle de la QCD à la production de quarkonium lourd dans la limite de haute énergie. Le modèle est inspiré par les théorèmes de factorisation de QCD.

Les postulats principaux du modèle sont les suivants :

- La production de quarkonium est décomposée en 2 étapes (comme dans la figure 2.2).

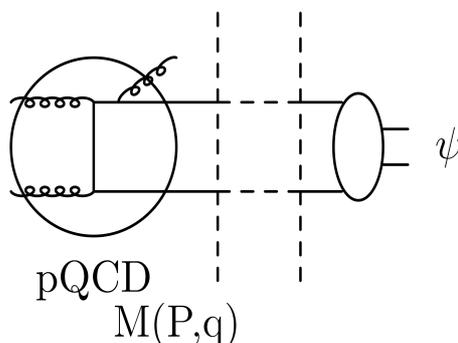


FIG. 2.2: La production de quarkonium dans le CSM.

- la création de 2 quarks quasi-colinéaires lourds on-shell (Q et \bar{Q})
- leur liaison en un état de quarkonium

On considère que ces deux processus sont factorisés.

- L'ordre de grandeur du premier processus est $\sim O(M)$ où $M \simeq 2m_Q \gg \Lambda$, et il est donc considéré comme perturbatif.
- Puisque nous considérons un état lié de quarks lourds ($c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$), leur vitesse relative dans l'état liée est faible.
- La paire est produite perturbativement avec les nombres quantiques de l'état liée final, en particulier, dans un état de couleur singlet.

2.3 Le modèle octet de couleur

La preuve théorique de l'incomplétude du modèle de singlet de couleur vient de la présence de divergences infrarouges dans les sections efficaces et les taux de décroissance (decay rates) des P -ondes d'états de quarkonium calculées dans le CSM.

De même que la production de quarkonium, la décroissance du quarkonium peut être également utilisées pour tester les différents modèles. À titre d'exemple, considérons la décroissance des états χ . Le problème avec le CSM est que les singularités sont présentes dans certaines amplitudes, voir Fig. ???. Ce problème est résolu par la prise en compte de la composante de la fonction d'onde du χ consistant en une paire $c\bar{c}$ d'octet de couleur et un gluon, voir figure 2.4.

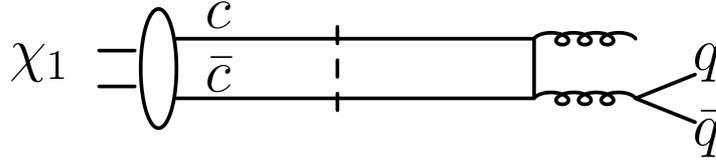


FIG. 2.3: La $d\tilde{A}$ croissance du χ_1 dans le modèle singlet de couleur.

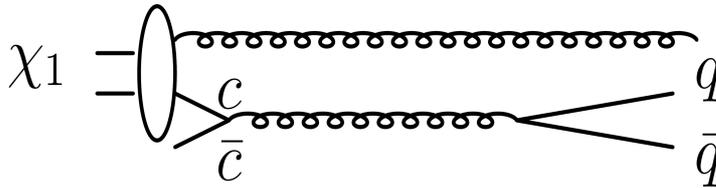


FIG. 2.4: La contribution supplémentaire à la $d\tilde{A}$ croissance du χ_1 dans le modèle octet de couleur.

Le formalisme de NRQCD implique que les processus octet de couleur associés à des composants de Fock supérieurs de la fonction d'onde doivent contribuer à la section efficace.

Dans le cadre de NRQCD, la section efficace nécessaire pour produire un état de quarkonium H peut être exprimée comme une somme de termes, dont chacun représente un coefficient de courte distance et un élément de matrice à longue distance

La caractéristique principale de ce modèle est l'introduction de gluons dynamiques dans la décomposition des états de Fock de quarkonium physiques :

$$|H\rangle = \psi_{Q\bar{Q}}^H |Q\bar{Q}\rangle + \psi_{Q\bar{Q}g}^H |Q\bar{Q}g\rangle + \dots \quad (2.4)$$

L'élément dominant $|Q\bar{Q}\rangle$ est constitué d'une paire de quark lourd dans un état de couleur singlet et avec les nombres quantiques $^{2S+1}L_J$ compatible avec les nombres quantiques de la physique des quarkonium. Les états de Fock plus élevés contiennent des gluons ou les paires $q\bar{q}$ légères. La paire de quark lourds peut être soit dans un état de couleur singlet ou dans un état de couleur octet de spin $S = 0, 1$ et moment angulaire $L = 0, 1, 2, \dots$. Tous les états de Fock plus élevés ont une probabilité annulée par les puissances de v (la vitesse relative des quarks lourds dans l'état lié).

Malheureusement, aucun des modèles cités ne peuvent donner une description complète de la production du quarkonium.

Les divers effets nucléaires froids

Contents

2.1	Le Modèle d'évaporation de couleur	17
2.2	Le modèle singlet de couleur	18
2.3	Le modèle octet de couleur	19

L'observation de la suppression du J/ψ entrainé l'étude de divers effets. En effet plusieurs mécanismes, comme l'absorption nucléaire, le shadowing, la perte d'énergie, etc , peuvent contribuer à la suppression du J/ψ .

3.1 L'absorption nucléaire

Si le J/ψ est formé dans le noyau, il peut interagir avec les nucléons et être dissocié avant qu'il ne s'échappe de la zone de collision. Cela se produit lorsque le temps t_{had} de l'hadronisation du J/ψ est plus petite que la taille du noyau $\sim L$ (Fig. 3.1),

$$t_{had} \sim \frac{E}{M} \cdot \tau_{had} \leq L \quad (3.1)$$

c'est à dire lorsque l'énergie E du J/ψ (dans le référentielle au repos du noyau) descend en dessous de la valeur critique.

$$E_{cr} = M \cdot \frac{L}{\tau_{had}} \quad (3.2)$$

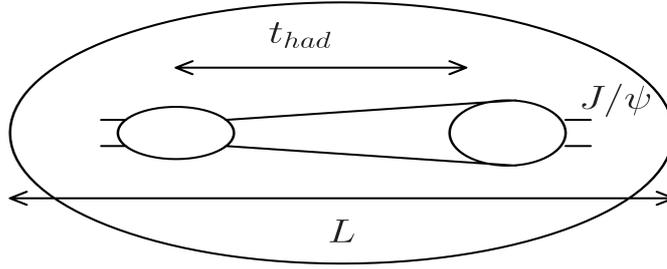


FIG. 3.1: La production du J/ψ à l'intérieur du noyau.

Le temps de l'hadronisation τ_{had} est donné par la décroissance de masse entre les états $1S$ et $2S$,

$$\tau_{\psi} = (M_{\psi} - M_{J/\psi})^{-1} \simeq (0.6\text{GeV})^{-1} = 0.3 \text{ fm} \quad (3.3)$$

En utilisant à (3.2), avec L calculée pour le tungstène, on obtient 85 GeV pour E_{cr} . Sachant $E_{cr}(x_F)$ on peut facilement calculer le x_F^{crit} , en utilisant l'expression explicite de x_F en fonction de E ,

$$x_F(E) = \frac{E}{E_p} - \frac{E_p}{E} \frac{M_{\perp}^2}{s} \quad (3.4)$$

Pour $E_p = 800$ GeV, nous avons $x_F^{crit} = x_F(E_{cr}) \simeq 0.03$. Pour des valeurs de E_p plus grandes, le x_F diminue, donc à très haute énergie E_p (ou \sqrt{s}), l'effet de la dissociation nucléaire du J/ψ jouera un rôle uniquement à des valeurs négatives de x_F .

L'effet d'absorption atomique seul sur la section efficace du J/ψ dans les collisions p-A peut être exprimé en [44] :

$$\begin{aligned} \sigma_{pA} &= \sigma_{pN} \int d^2b \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(b, z) S^{abs}(b) \\ &= \sigma_{pN} \int d^2b \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(b, z) \exp\left\{-\int_z^{\infty} dz' \rho_A(b, z') \sigma_{abs}(z' - z)\right\} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Ici z est la position longitudinale du point de production, z' la position à laquelle l'état est absorbé, b est le paramètre d'impact, S^{abs} la probabilité de survie d'absorption nucléaire défini comme $\exp\left\{-\int_z^{\infty} dz' \rho_A(b, z') \sigma_{abs}(z' - z)\right\}$ et σ_{abs} est la section efficace d'absorption nucléaire pour le charmonium. Les distributions de charges nucléaires provenant de données sont utilisées pour ρ .

3.2 Le shadowing

Les fonctions de structure des noyaux sont différentes de la superposition de celles de ses composants. La fonction de la structure nucléaire F_2 par nu-

cléon divisée par la fonction de structure nucléon,

$$R_{F_2}^A(x, Q^2) = \frac{F_2^A(x, Q^2)}{AF_2^{nucleon}(x, Q^2)} \quad (3.6)$$

quantifie cette différence. x, Q^2 sont les variables habituelles utilisées dans la théorie du DIS. $F_2^{nucleon}$ est généralement définie par les mesures du deutérium $F_2^{nucleon} = F_2^{deuterium}/2$, en supposant que les effets nucléaires sont négligeables dans le deutérium. Le comportement de $R_{F_2}^A$ en fonction de x est schématisé sur la figure 3.2. La figure 3.2 peut être divisé en quatre régions [45] :

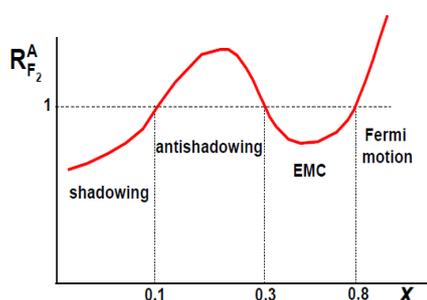


FIG. 3.2: Le comportement schématisé de $R_{F_2}^A(x, Q^2)$ en fonction de x

- $R_{F_2}^A > 1$ pour $x > 0,8$: la région de Fermi motion.
- $R_{F_2}^A < 1$ pour $0,25 \lesssim x \lesssim 0,8$: la région EMC (Le Collaboration de Muon européenne)
- $R_{F_2}^A > 1$, $0,1 \lesssim x \lesssim 0,3$, la région du antishadowing.
- $R_{F_2}^A < 1$ pour $x \lesssim 0,1$ est la région du shadowing. Les données existantes indiquent que $R_{F_2}^A$ augmente quand x diminue, augmente avec A , et diminue avec l'augmentation de Q^2 .

En collisions p-A à haute énergie, les sections efficaces sont dominées par les petites valeurs de x_2 , c'est-à-dire, elles sont sensibles à la région d'observation de la PDF nucléaire.

3.3 Rediffusion de comover

La rediffusion de comover est un effet qui pourrait jouer un rôle dans la dépendance de en A de la suppression du J/ψ . Schématiquement, elle peut être décrite par la figure 3.3. Pour modéliser l'effet, il faut calculer la section du comover σ_{co} , qui est la section de l'interaction entre la paire $c\bar{c}$ et ses comovers. Par comovers nous entendons les partons spectateurs du projectile qui ont un mouvement similaire à la paire $c\bar{c}$, plus tard, ils peuvent soit interagir

avec la paire $c\bar{c}$ ou peuvent fragmenter en hadrons. Les comovers peuvent être partonique ou hadronique ; voir figure 3.3. En ajoutant compris la contribution

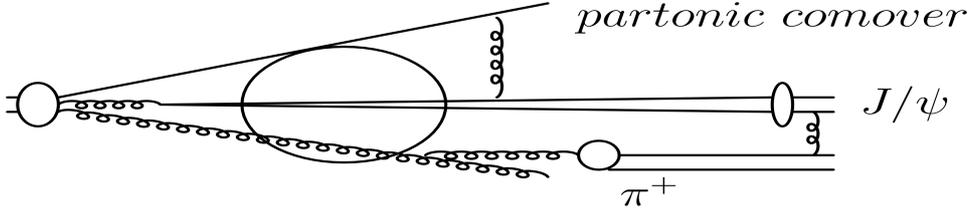


FIG. 3.3: La rediffusion de comovers dans la production du J/ψ dans les collisions $p - A$: les comovers hadroniques et partoniques.

de comovers , la section d'efficace du J/ψ dependant de x peut être exprimée en [46] :

$$\frac{d\sigma_{pA}}{dx_F} = \frac{d\sigma^{pp}}{dx_F} \int d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_A(b, z) \exp \left\{ - \int_{\tau_0}^{\tau_f} d\tau \sigma_{co} v n(\tau, b) \right\} \quad (3.7)$$

Ici, ρ_A est le profil de densité nucléaire, τ_0 est le temps de formation des comovers, τ_f est un moment effectif sur lequel les comovers interagissent avec la paire $c\bar{c}$, $n(\tau, b)$ est la densité des comovers au temps propre τ , B est le paramètre d'impact et v est la vitesse relative entre la paire $c\bar{c}$ et les comovers.

Si les comovers interagissent avec les quarks lourds produits Q et \bar{Q} avant que l'état lié de quarkonium est formé, on s'attend à ce que la section efficace des comovers est le même pour le J/ψ et ψ' .

Il est difficile de dériver σ_{co} de la théorie, donc dans tous les modèles, il est un paramètre libre.

3.4 l'élargissement relatif de l'impulsion de paire $c\bar{c}$

Dans cette partie sera mentionner brièvement un effet proposé dans [47]. Lorsque la paire $c\bar{c}$ est produite, elle va interagir avec le milieu nucléaire avant de s'échapper. Si les c et \bar{c} sont les parents - quarks de deux jets et q^2 le carré de l'impulsion relative entre les deux jets dans leurs référentielles de repos, alors en raison des interactions avec le milieu q^2 augmente. En conséquence, certaines des paires $c\bar{c}$ pourraient gagner du q^2 et être poussées au-dessus du seuil de la production de charme ouvert et, par conséquent, la section efficace du J/ψ est réduite en comparaison avec les collisions nucléon-nucléon. Si

les paires $c\bar{c}$ traversent le noyau A , on s'attend à ce que l'augmentation de l'impulsions soit de la forme :

$$q^2 \rightarrow q^2 + \varepsilon^2 L(A) \quad (3.8)$$

Ici, $L(A)$ est la longueur efficace du milieu nucléaire que la paire $c\bar{c}$ va traverser . ε^2 représente le carré de l'impulsion reçue par la paire $c\bar{c}$ unité de longueur du milieu nucléaire. La valeur de ε^2 peut être estimée à partir de l'expérience.

3.5 La perte d'énergie partonique

La perte d'énergie partonique dans un QGP chaud a été proposée pour expliquer le phénomène de jet- quenching observé dans les collisions A-A. De plus, la perte d'énergie partonique a été proposée comme une explication pour la suppression du J/ψ dans la matière froide [48]. Ici, je décris brièvement l'effet de façon heuristique.

Schématiquement la section efficace du J/ψ dans les collision $p - A$ peut être paramétrée comme suit :

$$\frac{d\sigma_{pp}}{dx_F} = (1 - x_F)^n \quad (3.9)$$

Ici N varie en fonction de l'énergie de la collision.

Nous définissons le facteur de modification nucléaire :

$$R_{pA} = \frac{1}{A} \frac{d\sigma_{pA}/dx_F}{d\sigma_{pp}/dx_F} \quad (3.10)$$

Si la paire de quark perd de l'énergie en raison de l'interaction avec le milieu nucléaire, on peut exprimer la perte d'énergie comme un changement dans x_F , noté δx_F . En bonne approximation, pour produire un J/ψ avec x_F dans les collisions $p - A$, il faut le produire avec $x_F + \delta x_F$ dans une collision $p - N$ élémentaire. Alors le facteur de modification prend la forme :

$$R_{pA} \simeq \frac{(1 - (x_F + \delta x_F))^n}{(1 - x_F)^n} \simeq \left(1 - \frac{\delta x_F}{1 - x_F}\right)^n < 1 \quad (3.11)$$

Modèle pour la suppression du J/ψ .

Contents

3.1	L'absorption nucléaire	21
3.2	Le shadowing	22
3.3	Rediffusion de comover	23
3.4	l'élargissement relatif de l'impulsion de paire $c\bar{c}$	24
3.5	La perte d'énergie partonique	25

4.1 QCD : le spectre de rayonnement d'une charge de couleur asymptotique

La diffusion

Considérons d'abord un parton énergétique de l'énergie E passant par une cible nucléaire et faisant l'échange transversal élan ℓ_\perp [67]. En QED la diffusion peut induire un rayonnement à condition que $\theta_s \simeq q_\perp/E \neq 0$. En QCD, cela est possible même lorsque $\theta_s \rightarrow 0$, en raison de la rotation de la couleur de la parton dans la dispersion.

On note par Ω l'énergie du rayonnement de gluons, et par k_\perp l'impulsion transversale. Concentrons-nous sur le rayonnement avec les energie faible ($\omega \ll E$) et petit angle ($k_\perp \ll E$). Pour un quark on-shell le processus est décrit par [54] :

$$\frac{M_{rad}}{M_{el}} \sim \left[T^a T^b \frac{\vec{\theta}}{\theta^2} + [T^a, T^b] \frac{\vec{\theta}''}{\theta''^2} - T^b T^a \frac{\vec{\theta}'}{\theta'^2} \right] \vec{\epsilon}_\perp \quad (4.1)$$

où

$$\vec{\theta} = \frac{k_\perp}{\omega}; \quad \vec{\theta}' = \vec{\theta} - \vec{\theta}_s; \quad \vec{\theta}'' = \vec{\theta} - \vec{\theta}_g; \quad \vec{\theta}_s \equiv \frac{\vec{l}_\perp}{E}; \quad \vec{\theta}_g \equiv \frac{\vec{l}_\perp}{\omega} \quad (4.2)$$

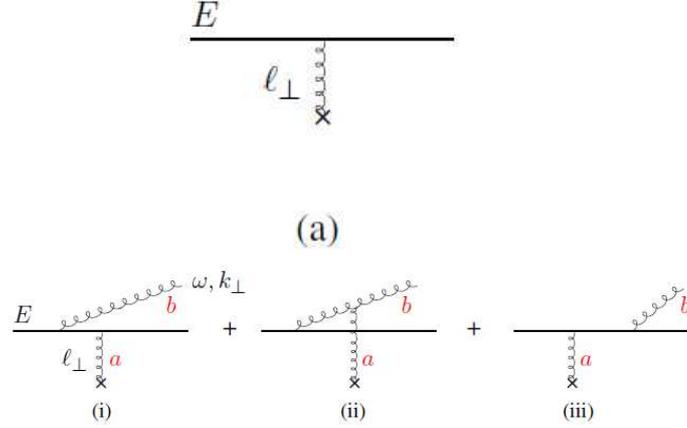


FIG. 4.1: L'amplitude pour la diffusion élastique M_{el} , et induit gluon rayonnement M_{rad} .

et $\vec{\varepsilon}_\perp$ le vecteur de polarisation du gluon rayonnée. Les deux premiers termes de (4.1) correspondent à rayonnement initial de l'état, tandis que le dernier terme représente le rayonnement d'état final. Dans le cas abélien, le deuxième schéma est absent, ainsi que le facteur de couleur, et le spectre de rayonnement peut être ré-exprimé en l_\perp au lieu de q_\perp

$$\omega \frac{dI}{d\omega} |_{QED} = \frac{2\alpha}{\pi} \int_0^{\theta_s^2} \frac{d\theta^2}{\theta^2 + \theta_m^2} = \frac{2\alpha}{\pi} \ln \left(1 + \frac{\theta_s^2}{\theta_m^2} \right) = \frac{2\alpha}{\pi} \ln \left(1 + \frac{l_\perp^2}{m^2} \right) \quad (4.3)$$

où $\theta_m = m/E$. Rayonnement disparaît lorsque $\theta_s = 0$.

Pour isoler la contribution de QCD pur nous prenons $\theta_s \rightarrow 0$ dans (??). Si nous regardons l'expression résultante, nous remarquons qu'il est le même que dans QFD, à l'exception que, au lieu de $\vec{\theta}'$ on obtient $\vec{\theta}''$

$$[T^a, T^b] \left[\frac{\vec{\theta}}{\theta^2} - \frac{\vec{\theta} - \vec{\theta}_g}{(\vec{\theta} - \vec{\theta}_g)^2} \right] \quad (4.4)$$

En mettant au carré (4.4), on obtient le fameux spectre Gunion - Bertsch :

$$\omega \frac{dI}{d\omega d^2\vec{k}_\perp} \sim \alpha_s \frac{l_\perp^2}{k_\perp^2 (\vec{k}_\perp - \vec{l}_\perp)^2}. \quad (4.5)$$

Le charge de couleur résolu en diffusion

Le cas d'une charge résolus dans un processus dur est modélisé par l'introduction d'impulsion $q_\perp \gg l_\perp$ (voir Fig. 4.2). Ici, l_\perp joue le rôle d'élargissement nucléaire, définie comme $l_\perp^2 \equiv \Delta q_\perp^2$. Dans le cas de QED certains

rayonnement est libéré même en l'absence du milieu , c'est à dire , quand $l_{\perp} = 0$ en raison de la présence de l'échange dur. La quantité d'intérêt est la perte d'énergie induites, obtenu en soustrayant le spectre du rayonnement de p-p de celle obtenue en p-A.

$$\omega \frac{dI}{d\omega} \Big|_{ind} \equiv \omega \frac{dI}{d\omega}(q_{\perp}; l_{\perp}) - \omega \frac{dI}{d\omega}(q_{\perp}, l_{\perp} = 0) \quad (4.6)$$

Nous nous concentrons sur le rayonnement avec les conditions $\omega \ll E$ et

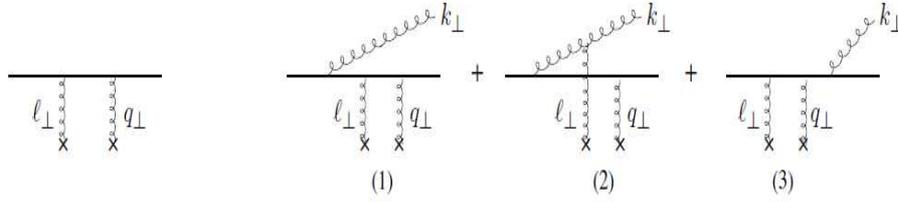


FIG. 4.2: Le rayonnement induit par la diffusion de la parton dans un processus dur (modélisé par q_{\perp}).

$k_{\perp} \ll q_{\perp}$. Nous supposons également de grands temps de formation . De cette manière , les schémas dominants qui contribuent au spectre de rayonnement sont (1), (2), (3) de la Fig . 4.2 .

L'amplitude de la radiation correspondant Fig. 4.2, comme dans le cas d'une charge asymptotique, est donnée par

$$\frac{M_{rad}}{M_{el}} \sim C_1 \frac{\vec{\theta}}{\theta^2} + C_2 \frac{\vec{\theta}''}{\theta'^2} - C_3 \frac{\vec{\theta}'}{\theta'^2} \quad (4.7)$$

ici,

$$\vec{\theta}' = \vec{\theta} - \vec{\theta}_s; \quad \vec{\theta}'' = \vec{\theta} - \vec{\theta}_g; \quad \vec{\theta}_s \equiv \frac{\vec{l}_{\perp} + q_{\perp}}{E} \simeq \frac{q_{\perp}}{E}; \quad \vec{\theta}_g \equiv \frac{\vec{l}_{\perp}}{\omega} \quad (4.8)$$

Depuis le rayonnement hors les charges initiaux et finaux annuler dans le spectre moyen induite, la contribution principale provient du terme d'interférence, c'est-à-dire les graphes (2) et (3) dans la Fig. (4.2). L'amplitude de graphe (3) est :

$$\frac{M_{final}}{M_{el}} \sim -\frac{\vec{\theta}'}{\theta'^2} \quad (4.9)$$

Le rayonnement de la charge initiale :

$$\frac{M_{initial}}{M_{el}} \propto \frac{\vec{\theta}''}{\theta''^2} \quad (4.10)$$

Ainsi, pour calculer le spectre induit, il faut multiplier (4.10) avec (4.9), intégrer sur de $d^2\vec{\theta}$ et soustraire la contribution de vacuum :

$$\omega \frac{dI}{d\omega} \Big|_{ind} \sim -\alpha_s \int d^2\vec{\theta} \left[\frac{\vec{\theta} - \vec{\theta}_s}{(\theta - \theta_s)^2} \cdot \frac{\vec{\theta} - \vec{\theta}_g}{(\theta - \theta_g)^2} - vac \right] \quad (4.11)$$

En appliquant le changement de variables $\vec{\theta} \rightarrow \vec{\theta} + \vec{\theta}_s$, nous obtenons :

$$\omega \frac{dI}{d\omega} \Big|_{ind} \simeq -\alpha_s \int \frac{d^2\vec{\theta}}{\theta^2} \left(\frac{\vec{\theta}(\vec{\theta} + \vec{\theta}_s - \vec{\theta}_g)}{(\theta + \theta_s - \theta_g)^2} - vac \right) \quad (4.12)$$

e

Cette dernière expression est similaire à (??) avec un remplacement de $\vec{\theta}_s \rightarrow \vec{\theta}_s - \vec{\theta}_g$. En utilisant (??), l'intégration angulaire donne :

$$\omega \frac{dI}{d\omega} \Big|_{ind} \sim \alpha_s \int_{\vec{\theta}_s^2}^{(\vec{\theta}_s - \vec{\theta}_g)^2} \frac{d\theta^2}{\theta^2} \sim \alpha_s \int_{x^2 q_\perp^2}^{(x\vec{q}_\perp - \vec{l}_\perp)^2} \frac{dk_\perp^2}{k_\perp^2} \quad (4.13)$$

Dans l'équation ci-dessus, nous avons utilisé des expressions explicites pour θ_s, θ_g , $x = \omega/E$, et utilisé

$$(\vec{\theta}_s - \vec{\theta}_g)^2 = \left(\frac{\vec{q}_\perp}{E} - \frac{\vec{l}_\perp}{\omega} \right)^2 = \frac{1}{\omega^2} (x\vec{q}_\perp - \vec{l}_\perp)^2; \quad (4.14)$$

$$\vec{\theta}_s^2 \cdot \omega^2 = q_\perp^2 x^2 \quad (4.15)$$

Par heuristique,

$$(x\vec{q}_\perp - \vec{l}_\perp)^2 \sim x^2 q_\perp^2 + l_\perp^2 \quad (4.16)$$

Nous obtenons :

$$\omega \frac{dI}{d\omega} \Big|_{ind} = \frac{N_c \alpha_s}{\pi} \ln \left(1 + \frac{l_\perp^2 E^2}{q_\perp^2 \omega^2} \right) \quad (4.17)$$

$$\Delta E = \int d\omega \left(\omega \frac{dI}{d\omega} \right)_{ind} \sim \alpha_s \frac{l_\perp}{q_\perp} \cdot E \quad (4.18)$$

Tout comme le spectre d'une particule asymptotique, le spectre d'une particule résolu dans un processus $d\tilde{A} \gg r$ est de $\propto E$.

Après avoir fait le calcul de la limite de masse nulle, voyons ce qui se passe avec un $M \neq 0$. C'est facile à faire, en revenant à (4.13)

$$\omega \frac{dI}{d\omega} \Big|_{ind} \sim \frac{N_c \alpha_s}{\pi} \int_{\theta_s^2}^{(\vec{\theta}_s - \vec{\theta}_g)^2} \frac{d\theta^2}{\theta^2 + \theta_M^2} \sim \ln \left(1 + \frac{\hat{\omega}^2}{\omega^2} \right); \quad \hat{\omega} \equiv \frac{\sqrt{l_\perp}}{M_\perp} E \ll E \quad (4.19)$$

où $M_\perp = (M^2 + q_\perp^2)^{\frac{1}{2}}$.

Contrairement QED, nous observons que le spectre de la chromodynamique quantique implique une nouvelle échelle, au-dessus de laquelle le spectre est supprimée $\sim 1/\omega^2$. Ainsi, le milieu induite énergie rayonnée provient de gluons énergies $\omega \sim \hat{\omega} \ll E$ et ainsi le temps de formation de gluons $t_f \sim E^2/(\hat{\omega}M_\perp^2) \gg E/M_\perp^2 \gg L$.

Nous retiendrons contribution purement perturbative à notre spectre supposant $k_\perp > \Lambda_{QCD}$. Utilisation $k_\perp \simeq \omega\theta$, le spectre (4.19) peut être ré-exprimé comme

$$\omega \frac{dI}{d\omega} \Big|_{ind} \sim \frac{N_c \alpha_s}{\pi} \int_{\text{Max}(x^2 q_\perp^2, \Lambda_{QCD}^2)}^{x^2 q_\perp^2 + t_\perp^2} \frac{dk_\perp^2}{k_\perp^2 + x^2 M^2} \quad (4.20)$$

En approximant $\text{Max}(x^2 q_\perp^2, \Lambda_{QCD}^2) \sim x^2 q_\perp^2 + \Lambda_{QCD}^2$, l'expression pour le spectre devient

$$\omega \frac{dI}{d\omega} \Big|_{ind} \sim \frac{N_c \alpha_s}{\pi} \left\{ \ln \left(1 + \frac{\hat{\omega}^2}{\omega^2} \right) - \ln \left(1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) \right\} \quad (4.21)$$

où $\omega_0 = \frac{\Lambda_{QCD}}{M_\perp} E < \hat{\omega}$.

4.2 Le coefficient de transport \hat{q}

L'élargissement nucléaire est l'un des principaux ingrédients de notre modèle. On contrôle avec lui la quantité de rayonnement induit de gluon. Par définition,

$$\Delta q_\perp^2(L) = \hat{q}L - \hat{q}_p L_p \quad (4.22)$$

La longueur du trajet moyen est donné par $L = \frac{3}{2}$ où $R_A = r_0 A^{1/3}$. Ainsi, nous voyons que notre modèle dépend en fait de \hat{q} - le coefficient de transport. Pour quantifier ce paramètre, nous avons besoin de l'étudier un peu plus en détail.

Le coefficient de transport a une dépendance non négligeable sur fraction d'impulsion x [55],

$$\hat{q} = \frac{4\pi^2 \alpha_s(\hat{q}L) N_c}{N_c^2 - 1} \rho x \mathcal{G}(x, \hat{q}L) \simeq \frac{4\pi^2 \alpha_s N_c}{N_c^2 - 1} \rho x \mathcal{G}(x) \quad (4.23)$$

Dans ce dernier, puisque $\hat{q}L \lesssim 1 \text{ GeV}^2$, la violation de grande échelle dans α_s et \mathcal{G} peut être négligé. Pour estimer la valeur typique de x dans $x\mathcal{G}(x)$, nous suivons la discussion de [55].

Prenons un quark produit dans DIS, et la diffusion sur la cible. Le processus générique est représenté sur la Fig. 4.3 . La valeur typique de x varie en fonction de la cinématique du processus [67]. Le quark p disperse hors du nucléon d'impulsion P , on le choisit de voyager le long de la direction z . Dans le cadre de repos de noyau $P = (M_N, \vec{0})$, avec M_N la masse du nucléon.

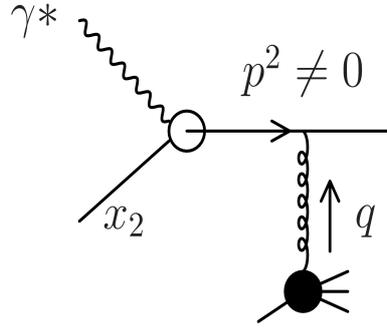


FIG. 4.3: Basic quark-nucleon scattering amplitude [55].

En cÅ'ne de coordonne de 'lumière' l'impulsion du quark sera exprimé en $p = (p^+, p^-, 0_\perp)$. Par définition $p^\pm = p^0 \pm p^z$. Le quark final doit être on-shell, ce qui conduit à,

$$(p + q)^2 = (p^+ + q^+)(p^- + q^-) - q_\perp^2 = 0 \Rightarrow p^+ + q^+ \simeq \frac{q_\perp^2}{p^-} \quad (4.24)$$

q^- peut être négligée, car $p^- = p^0 - p^z \simeq 2E \gg q^-$. Les deux conditions cinématiques suivantes peuvent être envisagées :

- La production de parton à l'intérieur de la cible : si le temps de la production dur est beaucoup moins que la taille du milieu, $t_{dur} \ll L$, ce qui équivaut à $x_b \equiv Q^2/(2m_N E) \gg x_0 \equiv 1/(2m_N L)$. Avec cette condition, le parton est produite à l'intérieur du noyau (voir la figure 4.4.) Si la

DIS

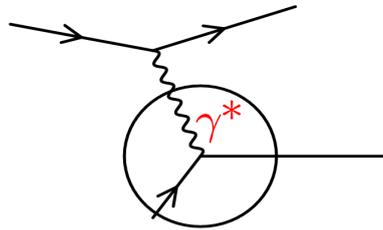


FIG. 4.4: Parton production inside the nucleus. Produced quark is off-shell ($p^2 = 0$).

rediffusion se produit à une distance z du point de production, en raison

du principe d'incertitude, l'impulsion de parton avant la rediffusion est liée à z comme $1/|p^+|$. Depuis $z \leq L$, on obtient $p^+ \gtrsim 1/L$. Au grand p^- , de (4.24), on peut voir que $q^+ \simeq |p^+|$. Ensuite, la fraction d'impulsion du gluon réenvolement satisfait la relation suivante,

$$x \equiv \frac{q^+}{P^+} = \frac{q^+}{m_N} \simeq \frac{|p^+|}{m_N} \sim \frac{1}{2m_N L} = x_0. \quad (4.25)$$

- La production de parton bien avant le cible : Si le temps de production est supérieure à la taille du milieu, $t_{hard} \gg L \Leftrightarrow x_B \ll x_0$. Dans ce cas, la virtualité de quark est la même que la virtualité d'un photon virtuel, c'est à dire , $|p^2| = |p^+p^-| \sim Q^2$, et $|p^+| \sim Q^2/p^-$. Il est clair que p^+ n'est plus délimitée par $1/L$. De (4.24) on obtient ,

$$x = \frac{q^+}{m_N} \simeq \frac{|p^+|}{m_N} \sim \frac{Q^2}{m_N p^-} = x_B \sim x_2 \quad (4.26)$$

Ainsi , x paramètre est estimé comme

$$x = x_0 \Theta(x_2 > x_0) + x_2 \Theta(x_2 < x_0) = \min(x_0, x_2); \quad x_0 \equiv \frac{1}{2m_N L}. \quad (4.27)$$

4.3 Les hypothèses principales

Dans ce chapitre, nous étudions la suppression d'un quarkonium traversant le noyau. Tout d'abord, nous supposons que la paire $Q\bar{Q}$ de masse M est produite dans un état compact d'octet de couleur et reste octet pour longtemps. Si le temps de production de la paire est $\tau_{Q\bar{Q}} \sim 1/M$, alors $\tau_{octet} \gg \tau_{Q\bar{Q}}$. Dans le référentiel du repos du noyau cible, ces propres temps subissent une dilatation de Lorentz de E/M , où E est l'énergie de $Q\bar{Q}$ dans le référentiel du repos du noyau . Dans ce cadre notre hypothèse est

$$t_{hard} \equiv t_{Q\bar{Q}} \sim \frac{E}{M^2} \ll t_{octet} \sim \tau_{octet} \cdot \frac{E}{M} \quad (4.28)$$

Schématiquement, on peut le voir sur la figure 4.5. Dans le référentielle du repos de la cible, la production de la paire ressemble au fractionnement d'un gluon. Une fois créée la paire se propage à travers le noyau comme l'état d'octet de couleur compact, et vit toujours comme un octet de couleur pendant une longue période . Notre hypothèse $t_{octet} \gg t_{hard}$ fonctionne pour le CEM , COM, ou dans n'importe quel modèle de production du quarkonium où la neutralisation de la couleur de la paire $Q\bar{Q}$ est réalisée en retard, par exemple en rediffusion sur des comovers. Compte tenu de la limite $E \gg p_\perp$, l'hadroproduction du quarkonium ressemble par conséquent à une dispersion d'une

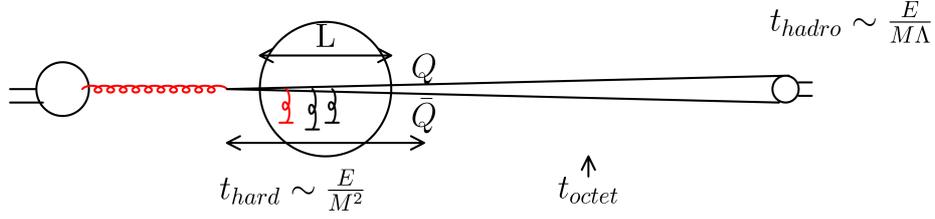


FIG. 4.5: Le processus générique $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ pour la production de quarkonium dans le référentiel au repos du noyau.

charge de couleur asymptotique. On se concentre sur le rayonnement de gluons associé à de grands temps de formation $t_{hard} \ll t_f \ll t_{octet}$. Et le spectre dans les collisions $p-A$ en sera de même avec le remplacement $q_{\perp}^2 \rightarrow \Delta q_{\perp}^2$.

Dans les modèles de production quarkonium autres que le CSM, t_{octet} octet généralement coïncide avec le temps d'hadronisation t_{hadron} , où

$$t_{hadro} = \tau_{hadro} \frac{E}{M} \sim \frac{1}{M_{\psi'} - M_{\psi}} \cdot \frac{E}{M} \quad (4.29)$$

Pour que notre description partonique soit valide, nous devons nous limiter à

$$t_{hadro} \geq L \Leftrightarrow E \geq M \cdot \frac{L}{\tau_{hadro}} \Leftrightarrow x_F \geq x_F^{critical} \quad (4.30)$$

. Le modèle décrit dans la section suivante s'applique à $x_F \leq x_F^{critical}$. Lorsque $x_F \leq x_F^{critical}$, l'absorption nucléaire d'un état lié entièrement formé entre en jeu, comme décrit au chapitre 3.

4.4 Le décalage en E et p_t

Dans cette section on va exprimer la section d'efficace différentielle (en p_T et en E) d'un quarkonium pour les collisions p-A comme celle pour les collisions p-p, avec un décalage en E , ce qui représente la perte d'énergie et celle un décalage en p_t qui représente l'élargissement d'impulsion transverse $\Delta \vec{p}_T$. Les sections efficaces sont liées par la relation

$$\frac{1}{A} \frac{d\sigma_{pA}^{\psi}}{dx_F}(x_F, \sqrt{s}) = \int_0^{\varepsilon_{max}} d\varepsilon P(\varepsilon, E) \frac{d\sigma_{pp}^{\psi}}{dx_F}(x_F + \delta x_F(\varepsilon), \sqrt{s}) \quad (4.31)$$

$P(\varepsilon, E)$ est le quenching weight, représentant la probabilité de radiation. L'intégrale sur ε est bornée par $\varepsilon_{max} = \min(E_p - E, E)$ où $E_p \simeq s/2m_p$. L'hypothèse supplémentaire ici est que $\Delta \vec{p}_{\perp}$ est uniformément distribuée pour l'angle

azimutal φ . Le module de Δp_{perp}^2 est défini comme

$$(\Delta \vec{p}_{\perp})^2 = l_{\perp A}^2 - l_{\perp B}^2 = \hat{q}_A L_A - \hat{q}_B L_B. \quad (4.32)$$

$\hat{q}_A = \hat{q}(x_A) \equiv \hat{q}_0 \left(\frac{10^{-2}}{x_2} \right)^{0.3}$, où \hat{q}_0 a la valeur 0,075 GeV²/fm extraite de l'expérience. Nous allons utiliser cette valeur dans le modèle actuel, qui va donc contenir aucun paramètre libre supplémentaire. $\hat{A} \hat{A}$ (??) peut être exprimée en termes de rapidité, conduisant à

$$\frac{1}{A} \frac{d\sigma_{pA}^{\psi}}{dy d^2\vec{p}_{\perp}} = \int_{\varphi} \int_{\varepsilon} \mathcal{P}(\varepsilon, E) \left[\frac{E}{E + \varepsilon} \right] \frac{d\sigma_{pp}}{dy d^2\vec{p}_{\perp}}(E + \varepsilon, \vec{p}_{\perp} - \Delta \vec{p}_{\perp}) \quad (4.33)$$

Ici, nous avons utilisé le fait que

$$y(E, \vec{p}_{\perp}) = \ln \left(\frac{E}{E_p} \frac{\sqrt{s}}{M_{\perp}} \right). \quad (4.34)$$

De (4.34), on peut trouver l'expression de l'énergie

$$E = E(y, \vec{p}_{\perp}) = E_p e^y M_{\perp} / \sqrt{s} \quad (4.35)$$

4.5 La parametrization de la section efficace pour les collisions p-p

La section efficace $d\sigma_{pp}/dy d^2\vec{p}_{\perp}$ est extraite de l'expérience pour rester modèle indépendant. La double section transversale de la production quarkonium peut être paramétré comme

$$\frac{d\sigma_{pp}^{\psi}}{dy d^2\vec{p}_{\perp}} = \mathcal{N} \left(\frac{p_0^2}{p_0^2 + p_{\perp}^2} \right)^m \times \left(1 - \frac{2M_{\perp}}{\sqrt{s} \cosh y} \right)^n \equiv \mathcal{N} \times \mu(p_{\perp}) \times \nu(y, p_{\perp}). \quad (4.36)$$

En extrayant des paramètres libres à partir des données expérimentales (voir la section suivante), on obtient $\bar{p}_{\perp}(p_0, m) = 1.3 - 2.4$ GeV.

Les valeurs des paramètres p_0 , M et n extraite dans LHC, RHIC et E789 peuvent être trouvées sur le tableau 4.5. Au LHC ($\sqrt{s} = 7$ TeV) les valeurs des paramètres libres ont été extraites de [63] (Alice), [74] (ATLAS) et [75] (LHCb) for J/ψ , and from [76] for Υ (LHCb).

Quarkonium	\sqrt{s} (GeV)	p_0 (GeV)	n	m
J/ψ	7000	4.2	19.2	3.5
Υ	7000	6.6	13.8	2.8
J/ψ	200	3.3	8.3	4.3
J/ψ	38.7	3.1	4.5	5.3

TAB. 4.1: Les valeurs des paramètres p_0 , m , n en (4.36).

4.6 Approximation pour $R_{pA}^\psi(y, p_\perp)$

En utilisant (??) et (4.36), le facteur d'atténuation s'écrit

$$R_{pA}^\psi(y, p_\perp) = \int_\varphi \int_\varepsilon \mathcal{P}(\varepsilon, E) \left[\frac{E}{E + \varepsilon} \right] \frac{\mu(|\vec{p}_\perp - \Delta\vec{p}_\perp|)}{\mu(p_\perp)} \frac{\nu(E + \varepsilon, \vec{p}_\perp - \Delta\vec{p}_\perp)}{\nu(E, p_\perp)} \quad (4.37)$$

En multipliant et divisant par $\nu(E + \varepsilon, p_\perp)$ on obtient

$$R_{pA}^\psi(y, p_\perp) = \int_\varepsilon \mathcal{P}(\varepsilon, E) \left[\frac{E}{E + \varepsilon} \right] \frac{\nu(E + \varepsilon, p_\perp)}{\nu(E, p_\perp)} \int_\varphi \frac{\mu(|\vec{p}_\perp - \Delta\vec{p}_\perp|)}{\mu(p_\perp)} \frac{\nu(E + \varepsilon, \vec{p}_\perp - \Delta\vec{p}_\perp)}{\nu(E + \varepsilon, p_\perp)} \quad (4.38)$$

Le $\mathcal{P}(\varepsilon, E)$ est diminuée à petites valeurs ε , donc nous ne pouvons négliger ε dans la dernière partie d'intégrande. Dans cette approximation, les intégrales sur φ et ε factorisent

$$R_{pA}^\psi(y, p_\perp) \simeq R_{pA}^{broad}(y, p_\perp) \cdot R_{pA}^{loss}(y, p_\perp), \quad (4.39)$$

où

$$R_{pA}^{broad}(y, p_\perp) \equiv \int_\varphi \frac{\mu(|\vec{p}_\perp - \Delta\vec{p}_\perp|)}{\mu(p_\perp)} \frac{\nu(E, \vec{p}_\perp - \Delta\vec{p}_\perp)}{\nu(E, p_\perp)} \quad (4.40)$$

$$R_{pA}^{loss}(y, p_\perp) \equiv \int_\varepsilon \mathcal{P}(\varepsilon, E) \left[\frac{E}{E + \varepsilon} \right] \frac{\nu(E + \varepsilon, p_\perp)}{\nu(E, p_\perp)} \quad (4.41)$$

Le facteur $R_{pA}^{broad}(y, p_\perp)$ représente la modification nucléaire en raison d'élargissement d'impulsion, qui peut être vu si on utilise $\mathcal{P}(\varepsilon, E) = \delta(\varepsilon)$ dans (4.37). Le facteur R_{pA}^{loss} représente la modification nucléaire en raison de la perte d'énergie, qui peut être obtenu par la mise en $\Delta p_\perp = 0$ dans (4.37). Dans nos études, nous utiliserons l'expression factorisée (4.39).

4.7 La comparaison avec les données

E866

Dans le E866 la suppression de J/ψ été mesurée en fonction de p_t pour trois domaines de x_F . En raison des effets d'absorption apparaissant au petit x_F , le modèle est comparé aux données E866 [66] dans l'intermédiaire x_F ($0,2 \leq x_F \leq 0,6$, $< x_F \geq 0,30$) et grande x_F ($0,3 \leq x_F \leq 0,93$, $< x_F \geq 0,48$) domaines.

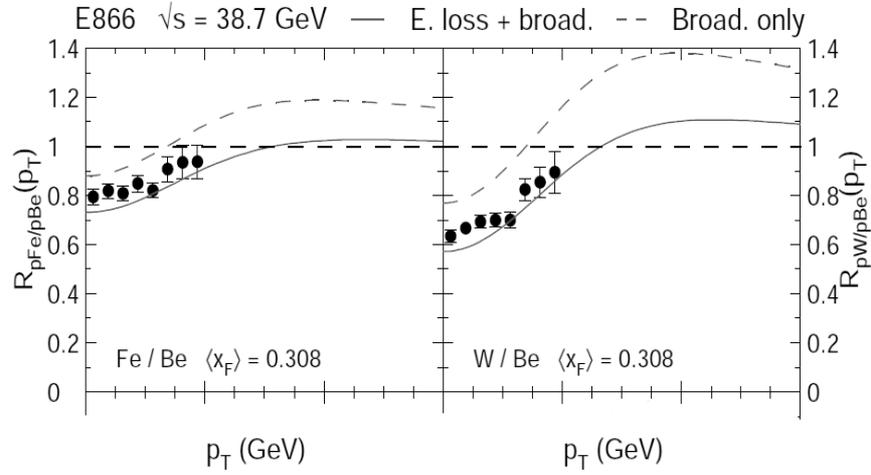


FIG. 4.6: Les prédictions du modèle (courbes rouges solides) pour la suppression du J/ψ comparé à données de E866 pour les collisions Fe/Be (gauche) and W/Be (droit), dans un domaine intermédiaire de x_F . Les lignes pointilles montre l'effet d'élargissement d'impulsion $R_{pA}^{broad}(p_{\perp})$.

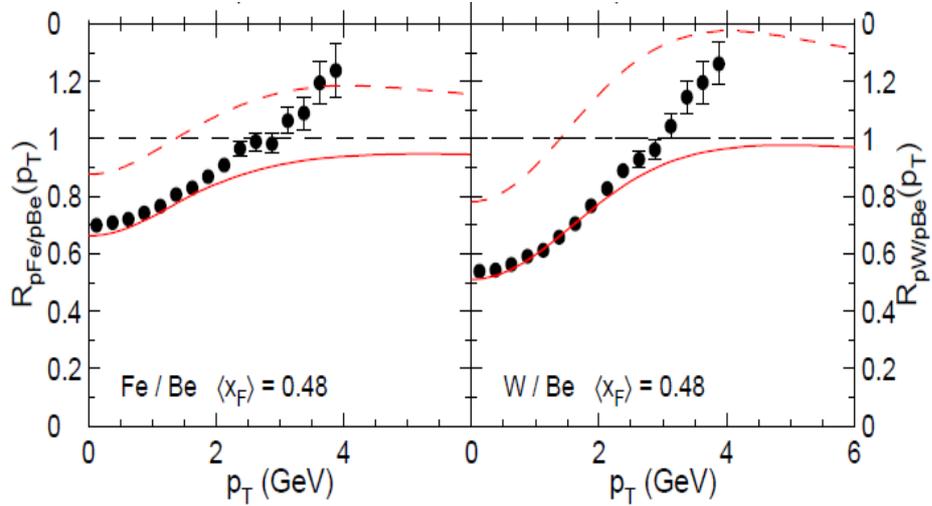


FIG. 4.7: Les prédictions du modèle (courbes rouges solides) pour la suppression du J/ψ comparé à les données du E866 pour les collisions Fe/Be (gauche) and W/Be (droit), dans un demaine de grands- x_F .

Sur les figures 4.6 et 4.7, on peut voir les prédictions obtenues pour la suppression de J/ψ dans les collisions Fe/Be et W/Be, par rapport aux données

expérimentales. Le rapport $R_{pA}(p_T)$ augmente avec une suppression remarquable au petit p_T . La suppression de tungstène est plus forte que dans Fe (surtout au grand x_F). Dans le figure 4.7 les prédictions obtenues avec seul l'effet d'élargissement sont représentés par la ligne pointillée. On peut voir que le facteur $R_{pA}^{loss}(y, p_\perp)$ est essentiel de fixer la suppression de R_{pA} , ce qui conduit à l'excellente concordance entre les données et les prédictions du modèle dans le $0 \leq p_\perp \leq 2$ GeV. On constate un désaccord entre notre modèle et les données expérimentales de $p_\perp \gtrsim 3$ GeV. Comme explication possible, on peut penser à la paramétrisation pp qui a été extrait à partir des données à $x_F = 0$, et qui pourrait plus approprié pour décrire la section efficace a grande x_F . Mettant de côté la dernière région du grand p_\perp et x_F , notre modèle reproduit remarquablement le p_\perp -dépendance de la suppression du J/ψ .

RHIC

Faisons la comparaison à des énergies plus élevées. On peut utiliser les données obtenues récemment de l'expérience RHIC [78] pour rapidité arrière ($-2, 2 \leq y \leq -1.2$), central ($|y| \leq 0, 35$) et avant ($1, 2 \leq y \leq 2, 2$). Les prédictions de notre modèle ont été effectuées à $y = -1.7, 0, 1, 7$ respectivement. La comparaison entre les données et de notre modèle peut être vu dans la figure 4.8.

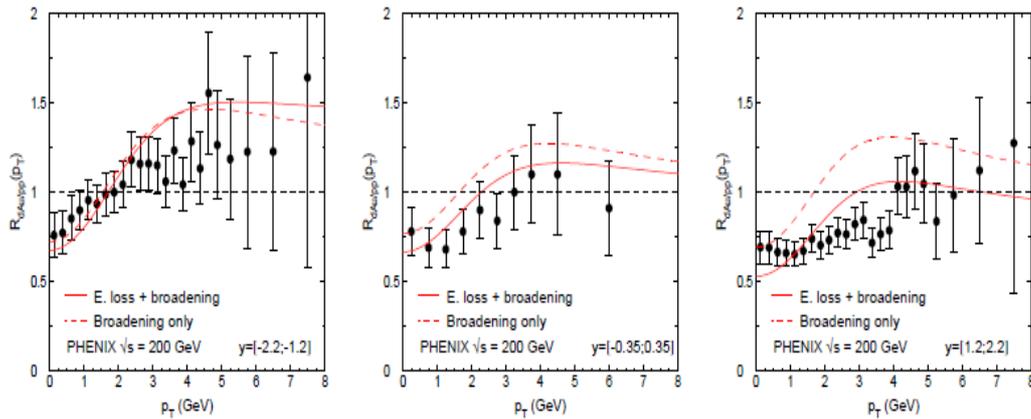


FIG. 4.8: Les prédictions du modèle (courbes rouges solides) pour la facteur nucléaire de la suppression du J/ψ comparé à RHIC dans les rapidité arrière (à gauche), milieu (central) et avant (à droite).

Comme on peut le voir, le modèle reproduit l'augmentation de p_\perp observées

dans les données. à les rapidités arrières et centrals, autour des valeurs $p_{\perp} \simeq 4-5$ GeV, on obtient $R_{pA}(p_{\perp}) > 1$. Au rapidities avant, la suppression a cause de la perte d'énergie est trop forte pour observer une telle augmentation. Les courbes de R_{pA} obtenu à partir d'élargissement de p_t sont représentés par des lignes en pointillés.

Prédictions pour le LHC

Nous présentons ici les prévisions pour le R_{pA} calculé pour la suppression de J/ψ et Υ en fonction de p_t pour les énergies du LHC ($\sqrt{s} = 5$ TeV), pour les rapidités différents ($y = -3.7, 0, 2.8$). Dans la figure 4.9 on peut voir les prévisions pour J/ψ . Une suppression est prévue à $p_t \lesssim 3$ GeV.

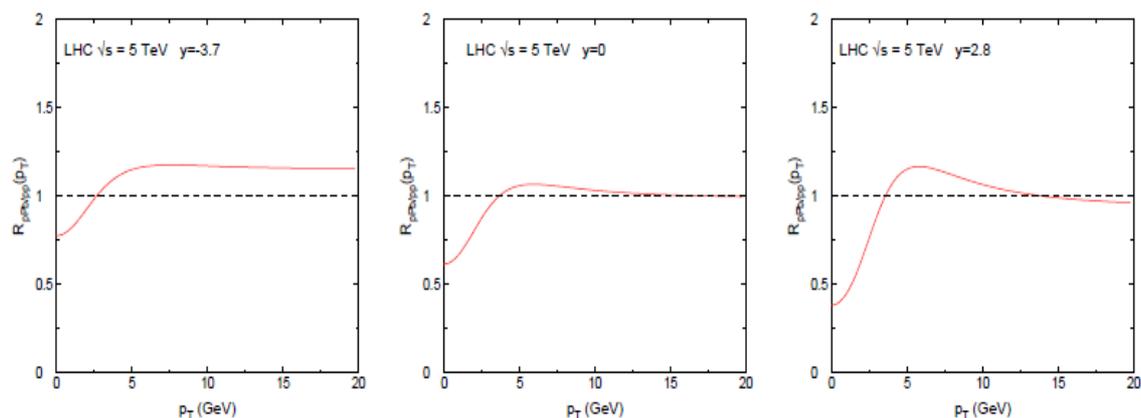


FIG. 4.9: Les prédictions du modèle pour la facteur nucléaire de la suppression du J/ψ en collisions $p - Pb$ au LHC.

The predictions for Υ channel are shown in Fig. 4.10.

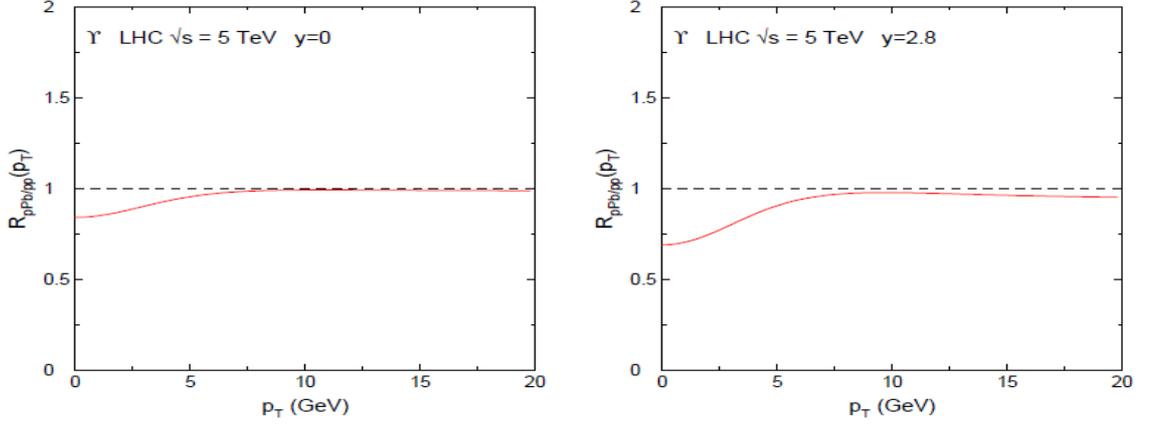


FIG. 4.10: Les prédictions du modèle pour la facteur nucléaire de la suppression du Υ en collisions $p - Pb$ au LHC, pour les rapidités central (gauche) et avant (droit).

En raison de la dépendance de masse de la perte d'énergie ($\Delta E \sim M^{-1}$), la suppression de Υ est plus faible que pour J/ψ . Le "Cronin pic" est moins évidente pour les données de Υ par rapport à J/ψ , en raison d'avoir le spectrum de p_{\perp} plus plat.

La suppression de Υ $R_{pA}^{\Upsilon} < 1$ est prévue dans la region de $0 \leq p_{\perp} \leq 6$ GeV à mi-rapidité, il est plus large étant dû à la valeur du paramètre p_0 apparaissant dans la section efficace de $p - p$, soit $p_0 \simeq 6.6$ GeV pour Υ et $p_0 \simeq 4.2$ GeV pour J/ψ , voir le tableau 4.5. La suppression maximale observée à $p_{\perp} = 0$ est $R_{pA}^{\Upsilon} \simeq 0,85$ pour $y = 0$ et $R_{pA}^{\Upsilon} \simeq 0,65$ pour $y = 2,8$.

Les prédictions de notre modèle ont été comparés aux données récents de LHC, voir Fig. 4.11. Même si notre courbe montre une suppression plus forte aux petites p_t , la tendance qualitative des données est bien reproduite par le modèle incluant d'élargissement de p_t et de la perte d'énergie.

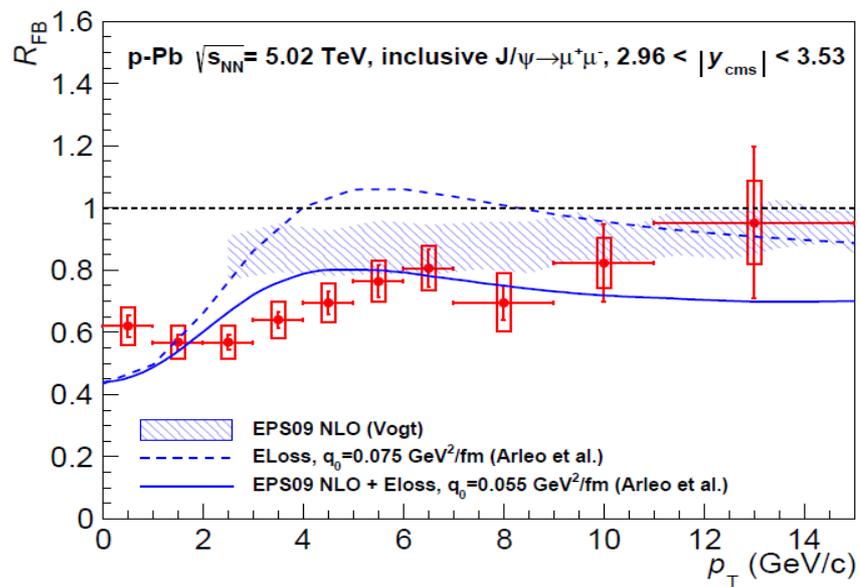


FIG. 4.11: Le facteur de modification nucléaire pour la production inclusive de J/ψ , en fonction de p_t , par rapport à des modèles théoriques. Le modèle de la perte d'énergie est représenté par la ligne pointillée bleue [69].

CHAPITRE 5

Conclusion

Contents

4.1	QCD : le spectre de rayonnement d'une charge de couleur asymptotique	27
4.2	Le coefficient de transport \hat{q}	31
4.3	Les hypothèses principales	33
4.4	Le décalage en E et p_t	34
4.5	La paramétrisation de la section efficace pour les collisions p-p	35
4.6	Approximation pour $R_{pA}^\psi(y, p_\perp)$	36
4.7	La comparaison avec les données	36

La suppression nucléaire du quarkonium observée dans les collisions $p-A$ a provoqué beaucoup d'intérêt durant les deux dernières décennies. Divers effets, tels que le shadowing, l'absorption nucléaire, la perte d'énergie partonique, ont été proposés comme explications possibles de ce phénomène. Cependant, jusqu'à aujourd'hui il n'y avait pas de consensus sur ce que pourrait être l'effet dominant. Les résultats obtenus au cours de mon étude appuient fortement la perte d'énergie partonique comme étant l'effet dominant responsable de la suppression nucléaire du J/ψ (et Υ) dans la matière nucléaire froide .

Les études antérieures sur les pertes d'énergie partonique ont été révisitées dans le chapitre 3. Nous avons décrit brièvement le modèle de Gavin et Milana, et l'argument de Brodsky et Hoyer. Dans le modèle Gavin - Milana , la perte d'énergie partonique ΔE est supposée être proportionnelle à E sans réelle justification. Selon Brodsky et Hoyer, la perte d'énergie partonique doit avoir une borne supérieure lorsque $E \rightarrow \infty$. Dans le chapitre 4 nous avons clarifié cette contradiction apparente en dérivant explicitement la dépendance paramétrique de ΔE dans diverses situations cinématiques . En particulier , nous avons retrouvé quelques résultats connus : la perte d'énergie dans le milieu pour les diffusions à grande angle est indépendante de E et $\propto L^2$, alors que pour les diffusion à petit angle, $\Delta E \propto E$.

Ce dernier résultat a été utilisé dans le chapitre 5 pour prédire la suppression nucléaire du J/ψ dans les collisions $p - A$. Avec l'hypothèse que la paire

$Q\bar{Q}$ est produite dans un état d'octet de couleur et reste octet pour longtemps $t_{octet} \gg t_{hard}$ (où t_{hard} est le temps de production dur), ce dernier processus est en effet similaire, au niveau partonique, au diffusion aux petits angles d'une particule ponctuelle de couleur. L'hypothèse $t_{octet} \gg t_{hard}$ fonctionne pour n'importe quel modèle de production de quarkonium où la neutralisation de la couleur de la paire $Q\bar{Q}$ est réalisée plus tard.

Dans la première partie du chapitre 5 nous avons considéré la dépendance de la suppression nucléaire du J/ψ en fonction de x_F . La perte d'énergie partonique a été implémenté en exprimant la section efficace des collisions p-A comme étant celle des collisions p-p, avec un décalage en x_F pour tenir compte de la perte d'énergie des partons à travers le noyau. Puisque le mécanisme précis de la production du J/ψ n'est pas connue, on extrait la section efficace du $J\psi$ pour les collisions p-p à partir de l'expérience. Le seul paramètre libre du modèle \hat{q}_0 est extrait en comparant les prédictions du modèle aux données E866 pour la suppression du J/ψ dans les collisions p-W par rapport à p-Be. La valeur obtenue $\hat{q}_0 = 0,075 \pm 0,005 \text{GeV}^2/\text{fm}$ est conforme aux estimations actuelles du taux (par unité de longueur) du broadening de l'impulsion transverse dans la matière nucléaire froide.

Les prédictions du modèle sont ensuite comparées aux données expérimentales pour différents noyaux et différentes énergies de collision. Le bon accord obtenu pour les énergies intermédiaires (E866, NA60, HERA -B), ainsi que pour les hautes énergies (RHIC, LHC), indique que le modèle est valide. Quelques désaccords sont observés lorsque x_F est inférieur à une certaine valeur critique, correspondant à l'hadronization du J/ψ dans le noyau. Comme mentionné au chapitre 3, dans cette région le modèle de perte d'énergie partonique ne devrait pas s'appliquer pleinement, puisque l'effet de l'absorption nucléaire du J/ψ (ou dissociation), pourrait y jouer un rôle.

Pour vérifier la dépendance en masse du modèle on l'a appliqué à la suppression du Υ . Les prédictions du modèle ont été comparés aux données E772 et RHIC pour Υ . Malgré la quantité limitée des données Υ , l'accord obtenu suggère une bonne dépendance en masse pour la perte d'énergie partonique implémentée.

Enfin, les prévisions pour la suppression du J/ψ et celle du Υ ont été faites pour les collisions p-Pb au LHC. Ces prédictions semblent être en très bon accord avec les données du LHC récemment publiées.

Dans la deuxième partie du chapitre 5, le modèle de la perte d'énergie partonique a été généralisée pour traiter la dépendance en P_t de la suppression nucléaire du J/ψ . Cela a été fait en exprimant la section efficace différentielle du J/ψ pour les collisions p-A comme celle des collisions p-p, avec un double changement : un changement en E , ce qui représente la perte d'énergie et un changement en p_t , soit pour le broadening de l'impulsion transverse $\Delta\vec{p}_T$

subie par la paire $c\bar{c}$ dans le noyau. Puisque la valeur de \hat{q}_0 a été fixé précédemment, cette version du modèle introduit aucun paramètre supplémentaire. La section efficace doublement différentiel pour les collisions p-p est extraite de l'expérience. En raison de la forme spécifique de la paramétrisation utilisée pour la section efficace précédente, l'expression du facteur de modification nucléaire se factorise (avec une bonne approximation) en un produit de facteurs représentant respectivement le nuclear broadening et les effets de la perte d'énergie,

$$R_{pA}^{\psi}(y, p_{\perp}) \simeq R_{pA}^{broad}(y, p_{\perp}) \cdot R_{pA}^{loss}(y, p_{\perp}). \quad (5.1)$$

Le modèle a été comparé aux données E866 pour la dépendance de la suppression nucléaire en p_t . Les courbes présentées dans le chapitre 5 montrent que la dépendance en p_t du R_{pA} , et en particulier de l'effet Cronin, est bien reproduite par le facteur $\simeq R_{pA}^{broad}$, alors que le facteur R_{pA}^{loss} est essentiellement là pour fixer la magnitude du R_{pA} . Il y a un excellent accord entre les données et le modèle pour $0 \leq p_{perp} \leq 2$ GeV. Les prédictions du modèle aux énergies du RHIC ont également été faites et ont montré un accord satisfaisant. Les prédictions pour la dépendance en p_t de la suppression nucléaire du J/ψ et Υ au LHC, et les données préliminaires du LHC ont été présentés à la fin du chapitre 5.

La très bonne description qualitative et quantitative, dans un cadre cohérent prenant en compte le seul effet de la perte d'énergie partonique, à la fois pour la rapidité et la dépendance en impulsion transverse de la suppression du quarkonium à différentes énergies de collision, indique que la perte d'énergie partonique est l'effet dominant (au sens large assez x_F) pour la suppression du quarkonium dans les collisions p-A. Cela montre l'importance de l'implémentation de la perte d'énergie des partons dans la matière nucléaire froide également pour les collisions A-A, afin de distinguer les effets de la matière chaude dans l'interprétation du jet-quenching comme signature du plasma de quark-gluon.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] W. Heisenberg, Z. Phys. **77** (1932) 1.
- [2] C. -N. Yang and R. L. Mills, Phys. Rev. **96**, 191 (1954). (Cited on page 5.)
- [3] O. W. Greenberg, Phys. Rev. **139**, B1038 (1965).
- [4] W. Buchmuller and S. H. H. Tye, Phys. Rev. D **24**, 132 (1981).
- [5] Y. L. Dokshitzer, In *Jerusalem 1997, High energy physics* 47-67 [hep-ph/9801372].
- [6] Michael E. Peskin, Daniel V. Schroeder, An Introduction to Quantum Field Theory, Perseus Books Publishing LLC, 1995.
- [7] J. S. Poucher, M. Breidenbach, W. R. Ditzler, J. I. Friedman, H. W. Kendall, E. D. Bloom, R. L. Cottrell and D. H. Coward *et al.*, Phys. Rev. Lett. **32**, 118 (1974).
- [8] J. C. Collins, D. E. Soper and G. F. Sterman, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5** (1988) 1 [hep-ph/0409313].
- [9] R. D. Pisarski, PoS LATTICE **2008**, 016 (2008) [arXiv :0810.4585 [hep-ph]].
- [10] G. T. Bodwin, Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. **02**, 9 (2011) [arXiv :1012.4215 [hep-ph]].
- [11] G. C. Nayak, J. -W. Qiu and G. F. Sterman, Phys. Rev. D **72**, 114012 (2005) [hep-ph/0509021].
- [12] J. C. Collins, D. E. Soper and G. F. Sterman, Nucl. Phys. B **263**, 37 (1986).
- [13] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B **126**, 298 (1977).
- [14] Y. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46**, 641 (1977) [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73**, 1216 (1977)].
- [15] R. Brock *et al.* [CTEQ Collaboration], "Handbook of perturbative QCD ; Version 1.1 : September 1994," Submitted to : Rev. Mod. Phys.
- [16] G. Miller, E. D. Bloom, G. Buschhorn, D. H. Coward, H. C. DeStaebler, J. Drees, C. L. Jordan and L. W. Mo *et al.*, Phys. Rev. D **5**, 528 (1972).
- [17] R. K. Ellis, W. J. Sterling and B. R. Weber, QCD and Collider Physics, Cambridge 1996.

- [18] W. H. Smith, P. H. Sandler, F. S. Merritt, M. J. Oreglia, B. A. Schumm, C. Arroyo, K. T. Bachmann and R. E. Blair *et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **19**, 281 (1991).
- [19] S. L. Wu, Phys. Rept. **107**, 59 (1984).
- [20] P. L. McGaughey, J. M. Moss and J. C. Peng, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49**, 217 (1999) [hep-ph/9905409].
- [21] C. N. Brown, W. E. Cooper, D. Finley, Y. B. Hsiung, A. M. Jonckheere, H. Jostlein, D. M. Kaplan and L. M. Lederman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2637 (1989).
- [22] R. S. Bhalerao and R. V. Gavai, arXiv :0812.1619 [hep-ph].
- [23] A. Bazavov, T. Bhattacharya, M. Cheng, N. H. Christ, C. DeTar, S. Ejiri, S. Gottlieb and R. Gupta *et al.*, Phys. Rev. D **80**, 014504 (2009) [arXiv :0903.4379 [hep-lat]].
- [24] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).
- [25] B. Muller, J. Schukraft and B. Wyslouch, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **62**, 361 (2012) [arXiv :1202.3233 [hep-ex]].
- [26] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178**, 416 (1986).
- [27] J. J. Aubert *et al.* [E598 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).
- [28] J. E. Augustin *et al.* [SLAC-SP-017 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974).
- [29] J. F. Amundson, O. J. P. Eboli, E. M. Gregores and F. Halzen, Phys. Lett. B **390**, 323 (1997) [hep-ph/9605295].
- [30] P. L. Frabetti *et al.* [E687 Collaboration], Phys. Lett. B **316**, 197 (1993).
- [31] M. I. Adamovich *et al.* [Photon Emulsion Collaboration], Phys. Lett. B **187**, 437 (1987).
- [32] A. Bamberger *et al.* [Annecy(LAPP)-Brussels-Freiburg Collaboration], Nucl. Phys. B **134**, 1 (1978).
- [33] H. Cobbaert, P. R. Hobson, R. Arnold, J. L. Bailly, J. F. Balland, M. Barth, J. H. Bartley and M. Boratav *et al.*, Z. Phys. C **36**, 577 (1987).
- [34] R. Baier and R. Ruckl, Z. Phys. C **19**, 251 (1983).
- [35] J. P. Lansberg, Int. J. Mod. Phys. A **21**, 3857 (2006) [hep-ph/0602091].

-
- [36] P. Artoisenet, J. M. Campbell, J. P. Lansberg, F. Maltoni and F. Tramontano, Phys. Rev. Lett. **101**, 152001 (2008) [arXiv :0806.3282 [hep-ph]].
- [37] M. Kramer, 1, Prog. Part. Nucl. Phys. **47**, 141 (2001) [hep-ph/0106120].
- [38] B. Gong, J. -P. Lansberg, C. Lorce and J. Wang, JHEP **1303**, 115 (2013) [arXiv :1210.2430 [hep-ph]].
- [39] G. C. Nayak, J. -W. Qiu and G. F. Sterman, Phys. Lett. B **613**, 45 (2005) [hep-ph/0501235].
- [40] J. Badier *et al.* [NA3 Collaboration], Z. Phys. C **20**, 101 (1983).
- [41] M. J. Leitch *et al.* [FNAL E866/NuSea Collaboration], Phys. Rev. Lett. **84**, 3256 (2000) [nucl-ex/9909007].
- [42] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. C **77**, 024912 (2008) [Erratum-ibid. C **79**, 059901 (2009)] [arXiv :0711.3917 [nucl-ex], arXiv :0903.4845 [nucl-ex]].
- [43] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 142301 (2011) [arXiv :1010.1246 [nucl-ex]].
- [44] R. Vogt, Phys. Rev. C **61**, 035203 (2000) [hep-ph/9907317].
- [45] N. Armesto, J. Phys. G **32**, R367 (2006) [hep-ph/0604108].
- [46] W. Q. Chao, C. S. Gao and Y. B. He, Commun. Theor. Phys. **25**, 479 (1996) [hep-ph/9504290].
- [47] J. -w. Qiu, J. P. Vary and X. -f. Zhang, Phys. Rev. Lett. **88**, 232301 (2002) [hep-ph/9809442].
- [48] S. Gavin and J. Milana, Phys. Rev. Lett. **68**, 1834 (1992).
- [49] S. J. Brodsky and P. Hoyer, Phys. Lett. B **298**, 165 (1993) [hep-ph/9210262].
- [50] Yu. L. Dokshitzer, Perturbative QCD for beginners.
- [51] S. Peigne and A. V. Smilga, Phys. Usp. **52**, 659 (2009) [Usp. Fiz. Nauk **179**, 697 (2009)] [arXiv :0810.5702 [hep-ph]].
- [52] F. Arleo, S. Peigne and T. Sami, Phys. Rev. D **83**, 114036 (2011) [arXiv :1006.0818 [hep-ph]].
- [53] F. Arleo and S. Peigne, JHEP **1303**, 122 (2013) [arXiv :1212.0434 [hep-ph]].
- [54] J. F. Gunion and G. Bertsch, Phys. Rev. D **25**, 746 (1982).
- [55] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne and D. Schiff, Nucl. Phys. B **484**, 265 (1997) [hep-ph/9608322].

- [56] F. Arleo, R. Kolevatov, S. Peigne and M. Rustamova, JHEP **1305**, 155 (2013) [arXiv :1304.0901 [hep-ph]].
- [57] H. De Vries, C. W. De Jager and C. De Vries, Atom. Data Nucl. Data Tabl. **36** (1987) 495.
- [58] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller and D. Schiff, JHEP **0109**, 033 (2001) [hep-ph/0106347].
- [59] L. Landau, J. Phys. (USSR) **8**, 201 (1944).
- [60] J. Badier *et al.* [NA3 Collaboration], Z. Phys. C **20**, 101 (1983).
- [61] M. S. Kowitt, G. Gidal, P. M. Ho, K. B. Luk, D. Pripstein, L. D. Isenhower, M. E. Sadler and R. Schnathorst *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 1318 (1994).
- [62] I. Abt *et al.* [HERA-B Collaboration], Eur. Phys. J. C **60**, 525 (2009) [arXiv :0812.0734 [hep-ex]].
- [63] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], Phys. Lett. B **704**, 442 (2011) [Erratum-ibid. B **718**, 692 (2012)] [arXiv :1105.0380 [hep-ex]].
- [64] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98**, 232002 (2007) [hep-ex/0611020].
- [65] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders and P. Steinberg, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **57**, 205 (2007) [nucl-ex/0701025].
- [66] M. J. Leitch *et al.* [FNAL E866/NuSea Collaboration], Phys. Rev. Lett. **84**, 3256 (2000) [nucl-ex/9909007].
- [67] F. Arleo and S. Peigne, JHEP **1303**, 122 (2013) [arXiv :1212.0434 [hep-ph]].
- [68] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 142301 (2011) [arXiv :1010.1246 [nucl-ex]].
- [69] B. B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], arXiv :1308.6726 [nucl-ex].
- [70] D. M. Alde, H. W. Baer, T. A. Carey, G. T. Garvey, A. Klein, C. Lee, M. J. Leitch and J. W. Lillberg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2285 (1991).
- [71] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **109**, 242301 (2012) [arXiv :1211.4017 [nucl-ex]].
- [72] R. Reed [STAR Collaboration], J. Phys. Conf. Ser. **270**, 012026 (2011) [Nucl. Phys. A **855**, 440 (2011)].
- [73] A. Accardi, hep-ph/0212148.

- [74] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Nucl. Phys. B **850**, 387 (2011) [arXiv :1104.3038 [hep-ex]].
- [75] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Eur. Phys. J. C **71**, 1645 (2011) [arXiv :1103.0423 [hep-ex]].
- [76] RAaij *et al.* [LHCb Collaboration], Eur. Phys. J. C **72**, 2025 (2012) [arXiv :1202.6579 [hep-ex]].
- [77] M. H. Schub *et al.* [E789 Collaboration], Phys. Rev. D **52**, 1307 (1995) [Erratum-ibid. D **53**, 570 (1996)].
- [78] A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, H. Al-Bataineh, J. Alexander and A. Angerami *et al.*, arXiv :1204.0777 [nucl-ex].

(Cited on page 5.)

(Cited on page 5.)

(Cited on page 7.)

(Cited on page 8.)